

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre LEHMANN

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de l'action des champs électromagnétiques sur les corrélations angulaires
des rayonnements nucléaires.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 21 Janvier 1959 devant la Commission d'examen

MM, F. PERRIN

Président

A. BERTHELOT

J. TEILLAC

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre LEHMANN

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de l'action des champs électromagnétiques sur les corrélations angulaires
des rayonnements nucléaires.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 21 Janvier 1959 devant la Commission d'examen

MM, F. PERRIN

Président

A. BERTHELOT

J. TEILLAC

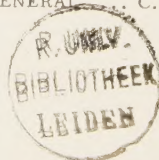
} Examineurs

PROFESSEURS

DOYEN J. PERES

G. JULIA	T Analyse sup. & Algèbre sup.	MALAVARD	T Aviation
FOCH	T Mécan. physique et expérimentale	BRELOT	T Calcul différentiel
DE BROGLIE	T Théories physiques	NORMANT	T Chimie organique
PRENANT	T Anatomie et Histol. comparées	BENARD	T Chimie minérale
PERES	T Mécan. des Fluides et applications	BUVAT	T Botanique (E. N. S.)
M. CURIE	T Physique (S. P. C. N.)	DUGUE	T Statistiques mathém.
BARRABE	T Géol. struct. et Géol. appliquée	GELOSO	T Chimie (S. P. C. N.)
J. BOURCART	T Géogr. physique et Géol. dynamique	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
PLANTEFOL	T Botanique	ULRICH	T Physiologie Végétale
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	MARECHAL	T Optique théorique et appliquée
PREVOST	T Chimie organique	KIRRMANN	T Théories chimiques
BOULIGAND	T Application de l'analyse à la Géométrie	CHADEFAUD	T Botanique
CHAUDRON	T Chimie appliquée	DESTRIAU	T Physique (M. P. C.)
WYART	T Minéralogie	Mlle LE BRETON	T Physiol. générale
TEISSIER	T Zoologie	SALEM	T Mathématiques Générales
MANGENOT	T Biol. Végétale	LELONG	T Mathématiques Générales
P. AUGER	T Physique quantique et relativité	DEVILLERS	Anatomie et Histologie comparées
MONNIER	T Physiol. générale	EHRESMANN	T Topologie algébrique
PIVETEAU	T Paléontologie	FRANCON	T Physique (S. P. C. N.)
ROCARD	T Physique (E. N. S.)	GLANGEAUD	T Géogr. physique et Géol. dynamique
H. CARTAN	T Mathématiques (E. N. S.)	GODEMENT	T Mathématiques (M. P. C.)
LAFFITTE	T Chimie générale	PISOT	T Calcul des Probabilités
FAVARD	T Géométrie supérieure	ROCH E.	T Géologie
COULOMB	T Physique du Globe	SCHATZMANN	Astrophysique
Mlle COUSIN	T Biol. animale (S. P. C. N.)	TERMIER	T Paléontologie stratigraphique.
CHRETIEN	T Chimie minérale	ZAMANSKY	T Mathématiques Générales
P. DRACH	T Zoologie	LENNUIER	Physique (M. G. P.)
KASTLER	T Physique (E. N. S.)	RIZET	Génétique
EPHROSSI	T Génétique	ROUTHIER	Géologie Appliquée
WURMSER	T Biologie physico-chimique	Mme TONNELAT	T Phys. théor.
RIVIERE	T Géologie (S. P. C. N.)	DIXMIER	T Mathématiques (M. P. C.)
GAUTHERET	T Biol. végétale (P. C. B.)	SOUCHAY	T Chimie générale
LUCAS	T Recherches physiques	AIGRAIN	T Electrotechnique
A. THOMAS	T Biologie cellulaire	BRUSSET	Chimie minérale
ARNULF	T Optique appliquée	M. LEVY	Physique théorique
M. MORAND	T Enseignement de Physique	LENORMANT	Physiologie
SOLEILLET	T Physique	Mme CHAIX	Chimie biologique
FORTIER	T Mécanique exper. des fluides	Mme HUREL-PY	Biol. Végétale (P. C. B.)
DANJON	T Astronomie	PIAUX	Chimie (P. C. B.)
LAPORTE	T Physique générale et Radioactivité	BRUN	Mécanique expérimentale des fluides
JANET	T Mécanique analytique et Mécanique céleste	LEDERER	T Chimie des substances organiques naturelles
PETIT	T Biologie maritime	Mme DUBREIL	T Mathématiques
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique	Mme LELONG	T Mathématiques (E. N. S.)
GALLIEN	T Embryologie	BELLAIR	T Géologie (S. P. C. N.)
EICHORN	T Biologie Végétale (S. P. C. N.)	COTTE	T Physique (M. P. C.)
DE CUGNAC	T Biologie Végétale (S. P. C. N.)	DUBOIS J. E.	T Chimie (S. P. C. N.)
Mlle CAUCHOIS	T Chimie Physique	LAMOTTE	Zoologie (E. N. S.)
THELLIER	T Physique du Globe	MICHEL André	T Chimie (S. P. C. N.)
L'HERITIER	T Génétique	OLMER	T Energétique Générale
GRIVET	T Radioélectricité	ROUAULT	T Physique Générale
PONCIN	T Mécanique Générale	GAUTHIER	T Méc. appliquée
DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres	BARCHEWITZ	Chimie Physique
QUELET	T Chimie organique	BROSSEL	Physique atomique
CAGNIARD	T Géophysique appliquée	BUSER	Biologie animale (P. C. B.)
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire	CAMUS	Biol. Vég. (P. C. B.)
CUVILLIER	T Géol. structurale et Géol. appliquée	CASTAING	Physique Générale
JUNG	T Pétrographie	CURIEN	Minéralogie et cristallographie
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique	MOYSE	Physiologie Végétale
WIEMANN	T Chimie organique et structurale	NOIROT	Evolution des êtres organisés
JACQUINOT	T Spectroscopie et physique céleste	PANNETIER	Chimie (S. P. C. N.)
VASSY	T Physique de l'Atmosphère	POSSOMPES	Biologie Animale (P. C. B.)
DESTOUCHES	T Théories physiques	PULLMANN	Chimie Théorique
M. PRUVOST	T Géologie	TEILLAC	Physique Nucléaire et Radioactivité
AMIEL	T Chimie générale (P. C. B.)	TONNELAT	Biol. physico-chimique
HOCART	T Minéralogie	VILLE	Econométrie
J. P. MATHIEU	T Physique (P. C. B.)	WILLEMART	Chimie (P. C. B.)
COUTEAUX	T Biol. Animale (P. C. B.)	DODE	T Chimie
MAY	T Biol. Animale (P. C. B.)	FREYMANN	T Physique (S. P. C. N.)
CHOQUET	T Calcul différentiel et Intégral	GUINCHET	T Biol. Vég. (ORSAY)
FELDMANN	T Biologie (P. C. B.)	ROLLET	T Chimie (P. C. B.)
GUINIER	T Physique des solides	Mlle JOSIEN	T Chimie (P. C. B.)
JOST	T Physiol. comparée	CHEVALLEY	T Géométrie Algébrique et théorie des groupes
FORTET	T Calcul des probabilités		
SCHWARTZ	T Calcul différentiel et Intégral		
CHOUARD	T Physiologie Végétale		

SECRETAIRE GENERAL C. MONIER



SOMMAIRE

Les études de la corrélation angulaire de rayonnements émis par les noyaux permettent de déterminer de nombreuses propriétés nucléaires. Dans des expériences de ce type, les atomes radioactifs ne sont pas isolés mais au voisinage immédiat d'autres atomes. Les champs électromagnétiques créés par ces derniers peuvent interagir avec les moments nucléaires des noyaux émetteurs et perturber la corrélation angulaire des rayonnements. C'est là un des rares domaines où la physique nucléaire rejoint la physique du solide.

Dans un premier chapitre, nous décrivons brièvement les expériences qui ont montré l'existence de cette perturbation et les théories qui essaient d'en rendre compte. Nous expliquons qu'il était nécessaire d'effectuer des expériences de corrélation angulaire différée afin de vérifier ces théories.

Un second chapitre, consacré à l'électronique, décrit les circuits que nous avons employés.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons certaines expériences préliminaires effectuées avec nos circuits de coïncidences rapides au cours desquelles nous avons pu mettre en évidence un état isomérique dans ^{99}Tc .

Dans les chapitres 4 et 5, nous exposons nos expériences de corrélation angulaire différée dont les résultats sont en parfait accord avec les prévisions de la théorie des interactions quadrupolaires statiques due à ABRAGAM et POUND. Elles montrent, de plus, dans des substances isolantes, l'importance des perturbations dues, après une capture K, au couplage entre les moments nucléaires et le cortège électronique excité.

Nous montrons, au chapitre 6, qu'il est possible d'utiliser l'interaction d'un champ magnétique avec le moment magnétique dipolaire d'un noyau pour mesurer ce dernier paramètre dans le cas d'un noyau excité, obtenu par réaction nucléaire. Nous décrivons l'application de cette méthode au cas du deuxième état excité de ^{19}F .

Dans le chapitre 7, au cours d'une étude sur les premiers niveaux de ^{19}O , nous montrons l'utilité d'un examen des possibilités de perturbation dans l'interprétation des résultats fournis par des corrélations ou distributions angulaires.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547118_0036

CHAPITRE I

LE PHÉNOMÈNE DE PERTURBATION DES CORRÉLATIONS ANGULAIRES

A - EXPLICATION DE LA PERTURBATION DES CORRELATIONS ANGULAIRES A PARTIR D'UN COUPLAGE I-J.

1/ Le phénomène des corrélations angulaires

L'étude de la corrélation angulaire des radiations émises successivement par les noyaux s'est avérée, depuis une dizaine d'années, extrêmement fructueuse. Elle a permis, entre autre, de déterminer de nombreux spins de niveaux nucléaires et de doser les différentes multipolarités des rayons gamma de désexcitation de ces derniers.

Ces données nous permettent à leur tour de mieux comprendre la structure du noyau et de préciser les domaines de validité des modèles qui essaient d'en rendre compte.

Le problème de base de la théorie des corrélations angulaires est le suivant : un noyau décroît d'un état excité A à un autre état excité intermédiaire B, en émettant, dans la direction $\vec{k}_1$ la radiation R_1 , puis il émet la radiation R_2 , dans la direction $\vec{k}_2$ pour aboutir à l'état C. Quelle est la probabilité relative $W(\vartheta) d\Omega$ pour que la radiation R_2 soit émise à l'angle ϑ , dans un angle solide $d\Omega$, par rapport à $\vec{k}_1$ (figure 1) ?

A première vue, l'existence d'une corrélation angulaire anisotrope entre R_1 et R_2 peut sembler surprenante car, si les sous-niveaux magnétiques de l'état A sont également peuplés, la radiation R_1 est émise isotropiquement. Mais il faut noter que le fait de détecter R_1 dans une direction $\vec{k}_1$ revient à choisir un ensemble de noyaux B dont les spins sont orientés selon cette direction (*); à partir de ces noyaux B

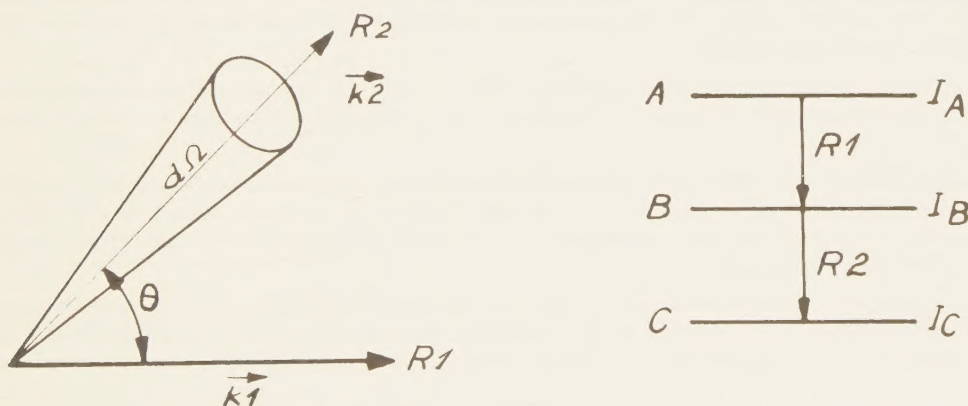


Figure 1 - Noyau émettant deux rayonnements gamma en cascade.

(*) Par ensemble de noyaux B orientés selon une direction $\vec{k}_1$, nous entendons un ensemble statique de noyaux B dont les degrés de liberté relatifs à l'orientation de leur spin sont décrits par une matrice statistique différente de la matrice unité et diagonale en prenant la direction $\vec{k}_1$ comme axe de quantification.

dont les sous-états magnétiques ne sont pas également peuplés, l'émission de R_2 ne sera en général pas isotrope, d'où une corrélation angulaire anisotrope entre les deux radiations.

L'anisotropie A est définie par la relation :

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)}$$

Le problème de base dont nous parlions plus haut consiste à formuler explicitement cette corrélation angulaire en fonction des données physiques du problème.

2/ Importance des perturbations dans l'état intermédiaire.

Hamilton, le premier, en 1940 (1) donna une théorie complète de ce phénomène ; il montra comment calculer cette corrélation angulaire dans le cas où R_1 et R_2 sont des rayons gamma, chacun de multipolarité unique, en fonction des spins des trois états I_A , I_B , I_C et de ces multipolarités.

Nous n'exposerons pas ici cette théorie car elle est maintenant bien connue, mais il est important de remarquer qu'elle suppose explicitement que le noyau émetteur, dans son état intermédiaire B, n'est pas perturbé par des champs électromagnétiques extérieurs.

Une telle perturbation peut se produire par l'interaction du moment magnétique nucléaire avec un champ magnétique, celui des couches électroniques par exemple, ou par celle du moment nucléaire quadrupolaire électrique avec un champ électrique inhomogène.

Qu'une interaction de ce type puisse changer la corrélation angulaire se comprend aisément. Nous avons expliqué l'anisotropie de l'émission R_2 par le fait que les spins des noyaux B étaient orientés suivant la direction $\vec{k}_1$; sous l'influence d'un champ électromagnétique, ces spins subissent une précession, et la direction $\vec{k}_1$ qui était une direction de référence pour l'émission de R_2 perd ainsi en partie son caractère privilégié.

Pour que la théorie de Hamilton soit applicable à une expérience donnée, il faut donc que la précession des spins nucléaires soit négligeable pendant le temps de vie de l'état B, c'est-à-dire que la largeur naturelle de l'état B soit bien supérieure à l'élargissement causé par la structure hyperfine.

D'un point de vue théorique, cela revient à supposer que les nombres quantiques magnétiques m_B de l'état B sont des constantes du mouvement. Il est évidemment délicat de déterminer expérimentalement s'il en est bien ainsi.

3/ Les premières expériences.

Dans les années qui suivirent la publication de la théorie de Hamilton, quelques tentatives furent faites pour en vérifier expérimentalement les prédictions ; elles furent sans succès.

Cet échec conduisit Goertzel (2) à examiner d'un point de vue théorique l'influence de l'interaction du moment magnétique nucléaire avec le champ magnétique créé par les couches électroniques. Une telle interaction aurait pu rendre compte des résultats négatifs obtenus, c'est-à-dire de l'absence d'anisotropie des corrélations angulaires étudiées.

Mais, en 1947, Brady et Deutsch (3) montrèrent que, seules, les techniques expérimentales étaient en cause et qu'en utilisant des méthodes convenables on trouvait des résultats en accord avec la théorie de Hamilton.

Le remplacement, en 1948, des compteurs de Geiger par des compteurs à scintillation facilita grandement les expériences de ce type. Ces derniers compteurs permirent d'obtenir en une journée des résultats qui auraient nécessité autrefois une année de travail continu et d'obtenir, dans un temps raisonnable, des statistiques bien meilleures.

Dès les premières expériences faites avec des photomultiplicateurs (4), Brady et Deutsch, après avoir mesuré l'anisotropie de la corrélation des rayons gamma de désexcitation de ^{60}Ni et d'autres noyaux, répétèrent l'expérience en appliquant à la source radioactive un champ magnétique extérieur H appliqué selon la direction $\vec{k}_1$.

En effet, les travaux de Goertzel (2) avaient montré que, dans le cas d'une interaction entre le moment magnétique du noyau et le champ magnétique créé par les couches électroniques (couplage I-J), l'anisotropie de la cascade se trouvait réduite, et que l'on pouvait alors éliminer cet effet en appliquant un champ magnétique d'intensité suffisante le long de la direction d'émission d'un des gamma.

Ce phénomène se comprend aisément. Le champ magnétique a pour effet de découpler I et J totalement ou partiellement (effet Paschen-Back ou effet Back-Goudsmit). Pour un champ magnétique suf-

fisamment intense, le spin du noyau B précesse autour de $\vec{H}$ dont la direction coïncide avec $\vec{k}_1$, et les populations des sous-états m_b , quantifiées selon $\vec{k}_1$, demeurent inchangées durant la précession.

Brady et Deutsch trouvèrent la même valeur d'anisotropie avec ou sans champ.

Dans le même ordre d'idée, ils firent l'expérience avec les mêmes noyaux radioactifs entrant dans des composés chimiques différents. L'anisotropie demeura inchangée, montrant par là qu'elle n'était pas fonction de l'intensité des champs magnétiques différents créés par les diverses liaisons atomiques et moléculaires.

Tout était donc parfaitement en ordre. Il semblait qu'il était légitime de négliger la perturbation des noyaux dans l'état intermédiaire d'une cascade de rayonnements gamma.

Il faut ajouter que, pendant la même période, différents auteurs formulaient d'une façon plus commode et plus générale la théorie des corrélations angulaires de rayonnements quelconques émis en cascade.

Il résulte de ces travaux que la fonction de corrélation $W(\theta)$ peut se mettre sous la forme :

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=1}^{k=k_{\max}} A_{2k} P_{2k}(\cos \theta)$$

$P_{2k}(\cos \theta)$ étant un polynôme de Legendre et $k_{\max}$ étant le plus grand nombre entier égal ou inférieur à $(L_1)_{\max}$, $(L_2)_{\max}$, $L_3(L_1)_{\max}$ et $(L_2)_{\max}$ sont les valeurs maximum du moment angulaire emporté par les radiations R_1 et R_2 .

Citons simplement la publication de Biedenharn et Rose (5) qui présente sous forme commode les valeurs des coefficients A_{2k} entrant dans le calcul explicite d'une corrélation angulaire donnée.

4/ Mise en évidence des perturbations.

a) Les premières expériences : La première évidence expérimentale de l'influence de paramètres extra-nucléaires sur l'anisotropie d'une corrélation angulaire fut obtenue par l'étude des gamma γ_1 et γ_2 de ^{111}Cd . Ces derniers résultent d'une capture K dans ^{111}In (6) (voir figure 2).

Le niveau intermédiaire de ^{111}Cd a une vie moyenne $\tau_b = 1,25 \cdot 10^{-7}$ s (7), c'est-à-dire une vie assez longue pour que l'on puisse espérer déceler une perturbation due à des champs extra-nucléaires. Il est en effet évident que plus la durée de vie d'un état nucléaire est longue, plus la précession du spin due à un champ d'intensité donnée sera grande.

Les premières mesures de l'anisotropie, faites avec des sources de $^{111}\text{InCl}_2$, donnèrent $A = -0,07 \pm 0,04$ (8) et $A = -0,06 \pm 0,02$ (9).

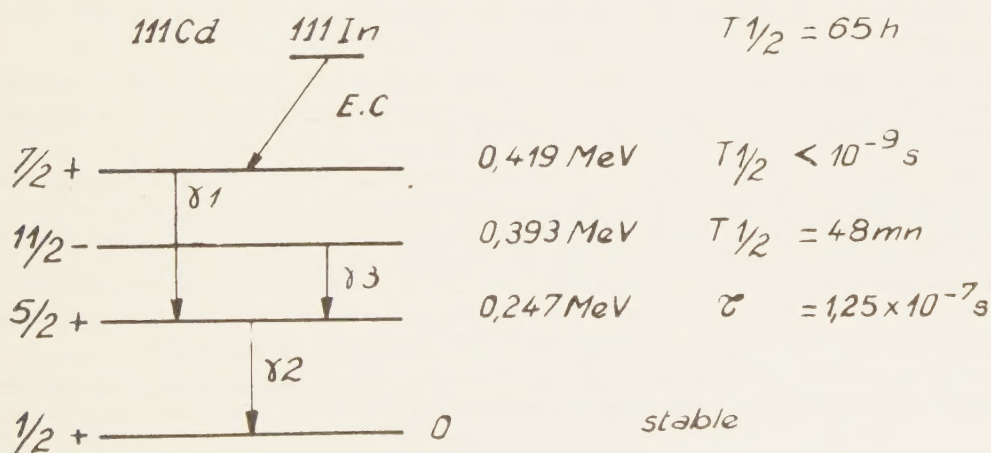


Figure 2 - Schéma de désintégration de ^{111}In .

Roberts et Steffen (9) eurent l'idée de comparer les valeurs de l'anisotropie de la cascade $\gamma_1 \gamma_2$ mesurées dans deux conditions différentes. Dans un premier cas, ils mesuraient les rayonnements γ_2 émis, à 10^{-7} s près, en même temps que γ_1 ; c'est-à-dire que l'état intermédiaire B vivait au plus 10^{-7} s et, dans l'autre cas, à l'aide d'une ligne à retard, ils faisaient en sorte que l'état intermédiaire B vive au moins 10^{-7} s. Ils espéraient ainsi obtenir deux résultats différents. En effet, comme nous l'avons déjà dit, un champ perturbateur agit d'autant plus que l'état perturbé vit plus longtemps. Malheureusement, aux erreurs statistiques près, les deux valeurs obtenues furent les mêmes, ce qui semblait indiquer l'absence de perturbation de l'état intermédiaire B.

b) Hypothèse du couplage I-J: C'est alors que Frauenfelder fit une remarque importante (10). L'état fondamental des couches électroniques de ^{111}Cd est un état $^1\text{S}_0$. Dans cet état, le moment angulaire J est nul et il ne peut y avoir d'interaction magnétique entre le noyau et le cortège électronique. Cependant, si durant une période de temps comparable à la vie de l'état intermédiaire B, l'atome n'est pas dans son état fondamental, on peut s'attendre à une perturbation due à un couplage I-J.

Dans le cas de ^{111}In , la cascade de gamma est précédée d'une capture électronique qui crée un trou dans la couche K. L'atome revient à son état fondamental en un temps τ_g , en émettant des électrons, des phonons, des photons ou en capturant des électrons. Pendant toute la durée de ce processus, on peut s'attendre à une forte interaction entre les moments nucléaires et les couches électroniques et si le noyau se trouve alors dans l'état intermédiaire B, la corrélation angulaire sera fortement perturbée.

Pour qu'il en soit ainsi, deux conditions doivent être remplies :

- le niveau intermédiaire B doit être atteint en un temps plus court que τ_g ;
- l'interaction des couches électroniques et du noyau doit être assez forte pour que l'orientation du spin de l'état B puisse être suffisamment modifiée en un temps comparable au plus petit des temps τ_g et τ_B . Le temps τ_g dépend beaucoup de l'environnement de l'atome excité. Dans un métal ce temps est court car le trou de la couche K peut se déplacer jusque dans la bande de conduction des électrons. Il est de l'ordre de 10^{-12} s et la première des conditions précédentes n'est pas satisfaite car la vie moyenne de l'état A, τ_A est de l'ordre de 10^{-10} s. Une source métallique de ^{111}In ne devrait donc pas être perturbée par ce processus.

Dans un isolant, un cristal ionique par exemple, le trou de la couche K se propage très vite jusqu'aux orbitales électroniques externes mais peut rester longtemps en cette position (11) (12). τ_g peut alors être de l'ordre de 10^{-7} s et la première condition est remplie.

Si la deuxième condition est également satisfaite, la corrélation angulaire sera perturbée.

Donc, en résumé, l'anisotropie doit être grande avec une source métallique et peut être faible avec une source "isolante".

c) Insuffisance de cette théorie : L'expérience fut faite par un groupe de physiciens de Zurich (13) (14) qui utilisèrent la technique des sources doubles (15) (16).

Ils procédèrent à l'évaporation simultanée d'indium radioactif et d'une substance d'appoint, l'argent par exemple, et ils recueillirent ainsi une source radioactive composée d'atomes d'indium dispersés dans un réseau d'argent.

Dans le cas de l'argent, l'anisotropie se trouva être égale à $A = -0,200 \pm 0,006$ (contrairement aux valeurs citées plus haut de $A = -0,06$ et $A = -0,07$ obtenues au moyen de composés "isolants"). Dans le cas des cristaux ioniques, ils obtinrent $A = -0,02 \pm 0,02$.

Une interaction de type I-J semblait donc responsable de l'atténuation de l'anisotropie observée avec des sources "isolantes". Cependant, il apparaissait que les sources métalliques "doubles" (In + Au, In + Fe) donnaient aussi des anisotropies très atténuées (de l'ordre de -0,06) et la théorie exposée plus haut ne permettait pas de le comprendre. De plus, les sources doubles (In + Ag) ne donnaient une forte anisotropie que si elles étaient assez épaisses ($\geq 10^3 \text{ \AA}$). Si leur épaisseur était inférieure à $10^3 \text{ \AA}$, l'anisotropie devenait faible, d'autant plus faible que la source était plus mince. L'hypothèse de la perturbation due à une interaction I-J n'était donc pas pleinement satisfaisante.

Avant d'exposer les autres expériences qui ont tenté d'éclaircir cette situation, nous allons examiner une autre théorie de la perturbation des corrélations angulaires.

B - EXPLICATION DE LA PERTURBATION DES CORRELATIONS ANGULAIRES A PARTIR D'EFFETS QUADRUPOLAIRES.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, on essaya tout d'abord de rendre compte de la perturbation observée expérimentalement en faisant l'hypothèse d'un couplage magnétique I-J entre le moment magnétique du noyau et le champ magnétique créé par les couches électroniques (17) (18) (2) (19).

En 1953, Abragam et Pound (20) (21) et Alder (22) considèrent l'influence d'une interaction quadrupolaire statique entre les champs électriques inhomogènes cristallins et le moment quadrupolaire du noyau.

Ces deux théories sont de même nature mais celle d'Abragam et Pound a été poussée plus loin. Ce sera donc cette dernière que nous allons résumer ici.

1/ L'interaction quadrupolaire.

Tout noyau dont le spin est au moins égal à 1 possède un moment quadrupolaire Q et est donc susceptible d'interagir avec les gradients de champ électrique présents à l'endroit où il se trouve.

Un gradient de champ électrique est un tenseur du second ordre, défini en général par neuf quantités. Par un choix convenable des axes (transformation dans les axes principaux) et, grâce à certaines propriétés du champ électrique (loi de Laplace), le nombre de ces quantités peut être ramené à deux. Si, de plus, le champ électrique E est de révolution autour de l'axe des z , son gradient est déterminé par une seule quantité $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ ou $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ et l'interaction avec le noyau est proportionnelle au produit des deux quantités Q et $\partial^2 V / \partial z^2$. Pour des raisons de simplicité, nous ne traiterons que le cas du champ de révolution, mais les résultats obtenus sont valables en toute généralité.

Si l'on choisit comme axe de quantification pour l'état intermédiaire B (de spin I_B et de nombres quantiques magnétiques m_B) l'axe de révolution du champ électrique, m_B est une constante du mouvement et la fréquence de Larmor ω_L est donnée par (23) :

$$\omega_L = \frac{E(m_B) - E(m'_B)}{\hbar}$$

$$E(m_B) = \frac{3(m_B)^2 - I_B(I_B + 1)}{4I_B(2I_B - 1)} e Q \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$$

Notons que $E(m_B)$ est dégénéré par rapport au signe de m_B , ce qui signifie que la précession a lieu dans les deux sens, contrairement à ce qui se passe avec un champ magnétique. De plus, la fréquence de précession dépend de m_B car les sous-niveaux ne sont pas équidistants. Les fréquences de précession sont des multiples de la fréquence fondamentale qui est :

$$\omega_0 = \frac{3}{4I_B(2I_B - 1)} \frac{e Q}{\hbar} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \text{ pour } I \text{ entier}$$

$$\omega_0 = \frac{3}{2I_B(2I_B - 1)} \frac{e Q}{\hbar} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \text{ pour } I \text{ demi-entier}$$

On appelle fréquence d'interaction électrique quadrupolaire la quantité :

$$\Delta \nu_Q = e Q \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} / h$$

Comme dans le cas de l'interaction magnétique dont nous avons parlé au premier chapitre, la corrélation angulaire est inchangée si l'axe de symétrie du champ électrique est dirigé selon la direction d'émission d'une des deux radiations en cascade.

Notons une conséquence importante de la théorie de perturbation par interaction quadrupolaire : si l'environnement de chaque atome radioactif possède la symétrie cubique, les gradients de champ à l'emplacement de ces atomes seront nuls et il n'y aura pas d'atténuation.

2/ Cas d'un monocristal.

Si la source radioactive est sous forme de monocristal, les différents noyaux occupent tous une position similaire et voient un gradient de champ électrique de même direction et de même intensité. La corrélation angulaire, dans ce cas, dépend non seulement de l'angle θ compris entre les directions d'émission $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ mais aussi des angles de ces dernières avec les axes du monocristal.

Alder a donné les formules explicites pour le cas d'une corrélation angulaire effectuée avec un monocristal de ^{111}In .

3/ Cas des sources polycristallines.

Abragam et Pound (21) ont étudié en détail le cas de sources radioactives polycristallines macros-

copieusement isotropes. Ils ont montré que, dans ce cas, aussi forte que puisse être l'interaction quadrupolaire, l'anisotropie de la corrélation angulaire n'est jamais nulle. En effet, il existe un certain nombre de microcristaux dont l'axe coïncide avec la direction d'émission d'un des rayonnements et, pour ceux-ci, la corrélation angulaire n'est pas modifiée. On exprime ce fait en disant que la corrélation angulaire possède un "coeur dur".

Si, en l'absence de perturbation, la corrélation angulaire est donnée par :

$$W(\vartheta) = 1 + \sum_{k=1}^{k=k_{\max}} A_{2k} P_{2k}(\cos \vartheta)$$

en sa présence elle deviendra :

$$W(\vartheta) = 1 + \sum_{k=1}^{k=k_{\max}} A_{2k} G_{2k} P_{2k}(\cos \vartheta)$$

Les coefficients d'atténuation G_{2k} sont fonction de l'interaction et si celle-ci croît indéfiniment, ils tendent vers une limite inférieure :

$$G_{2k \text{ lim}} = \frac{1}{4k+1}$$

Cette limite inférieure non nulle traduit l'existence du "coeur dur".

4/ Mesure des corrélations angulaires différées.

Dans tout ce qui précède, nous avons implicitement supposé que le taux de coïncidence $W(\vartheta)$ était mesuré quel que soit l'instant d'émission de R_2 , c'est-à-dire quel que soit le temps pendant lequel l'état B a vécu.

On peut également mesurer une corrélation angulaire différée $W(\vartheta, t)$ en choisissant les rayonnements R_2 émis à un angle ϑ par rapport à R_1 et au bout du temps t , le temps zéro étant l'instant d'émission de R_1 .

En l'absence de perturbations électriques ou magnétiques, il n'y aura aucune précession du spin I_B et les deux corrélations angulaires seront les mêmes.

Abraham et Pound ont montré que l'interaction électrique introduisait dans la fonction de corrélation angulaire différée une périodicité en fonction du temps (ce que l'analogie classique de la précession fait bien comprendre) et que la corrélation angulaire différée pouvait s'écrire :

$$W(\vartheta, t) = 1 + \sum_{k=1}^{k=k_{\max}} A_{2k} G_{2k}(t) P_{2k}(\cos \vartheta)$$

Les coefficients $G_{2k}(t)$ ne dépendent que de l'état B. Par exemple, pour $I_B = 5/2$.

$$G_2(t) = \frac{1}{5} \left[1 + \frac{13}{7} \cos \omega_0 t + \frac{10}{7} \cos 2 \omega_0 t + \frac{5}{7} \cos 3 \omega_0 t \right]$$

$$G_4(t) = \frac{1}{9} \left[1 + \frac{15}{7} \cos \omega_0 t + \frac{18}{7} \cos 2 \omega_0 t + \frac{23}{7} \cos 3 \omega_0 t \right]$$

$$\omega_0 = \frac{3}{2I(2I-1)} eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} / \hbar$$

La figure 3 donne la variation de $G_2(t)$ pour $I_B = 5/2$ et $I_B = 2$.

On voit, dans ces formules, apparaître plusieurs fréquences et ceci est relié au fait que les sous-niveaux de l'état B ne sont pas également espacés. Dans le cas d'une interaction entre le moment magnétique du noyau et un champ magnétique pouvant être décrit classiquement, une seule fréquence interviendrait dans l'expression de $G_2(t)$ et $G_4(t)$.

Il y a une relation très simple entre les coefficients G_{2k} et $G_{2k}(t)$; le second se déduit du premier en remplaçant les quantités $\cos n \omega_0 t$ par $[1 + (n \omega_0 \tau_B)^2]^{-1}$, τ_B étant la vie moyenne de l'état B.

5/ Champs perturbateurs dépendant du temps.

Dans le cas d'une source solide, on pouvait considérer les gradients de champ électrique comme

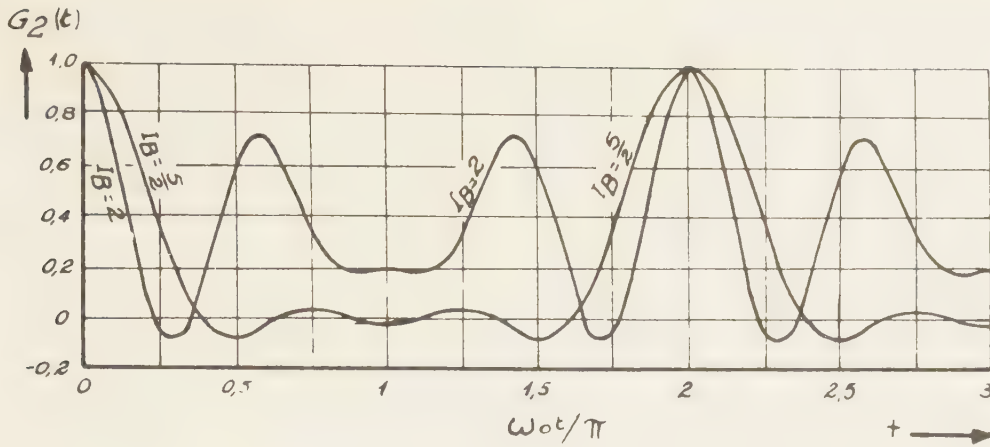


Figure 3 - Variation du coefficient d'atténuation $G_2(t)$ pour des états intermédiaires de spin $5/2$ et 2 .

statiques. Abragam et Pound ont également traité le cas d'interactions quadrupolaires dans les sources liquides. Les champs électriques variant au hasard en fonction du temps, induisent des transitions entre les sous-états m_0 , quel que soit l'axe de quantification selon lequel ils sont repérés.

Ce mécanisme est analogue à celui qui, dans une expérience d'absorption en résonance nucléaire, remet les spins nucléaires en équilibre thermique avec le milieu, faisant ainsi apparaître un temps de relaxation T .

Si ce mécanisme peut agir pendant un temps assez long, les sous-états m_0 deviendront également peuplés quelles que soient les populations initiales de ces états. Ce type de perturbation peut donc, contrairement au cas précédent, détruire complètement la corrélation angulaire.

L'échelle de temps du phénomène est donnée par un temps de relaxation $T = 1/\lambda$ et les populations des états m_0 tendent vers l'égalité selon une loi exponentielle en $e^{-\lambda t}$. La constante λ est proportionnelle au temps de corrélation τ_c qui mesure la rapidité des fluctuations de $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ et à la quantité $\langle W_0^2 \rangle$. $\langle W_0^2 \rangle$ est la moyenne dans le temps et dans l'espace du carré de l'énergie d'interaction entre les moments quadrupolaires et les champs électriques.

Si τ_c est très petit, la corrélation n'est pas perturbée. Les gradients de champ électrique fluctuent trop rapidement en direction pour causer une précession notable. Lorsque τ_c croît, la corrélation est réduite jusqu'à l'isotropie. τ_c croît linéairement en fonction de la viscosité du liquide, du moins lorsqu'elle est faible.

Les coefficients d'atténuation sont donnés par les formules :

$$G_{2k}(t) = \exp(-\lambda_{2k} t)$$

$$\lambda_{2k} = \langle W_0^2 \rangle \tau_c = \frac{3}{80} \left(\frac{eQ}{h} \right)^2 \langle \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \rangle \tau_c \frac{2k(2k+1) [4I_B(I_B+1) - 2k(2k+1) - 1]}{I_B^2 (2I_B - 1)^2}$$

$$G_{2k} = \frac{1}{1 + \lambda_{2k} \tau_B}$$

Notons qu'un phénomène de ce type a également lieu dans les solides. Il est lié au temps de relaxation spin-réseau. Cependant ce temps est en général assez grand pour que l'interaction puisse être considérée comme statique dans les cas qui nous intéressent.

Il est important de remarquer que, du fait des variations rapides du gradient de champ électrique présent en un point du liquide, l'atténuation de la corrélation angulaire y sera en général plus faible que dans un composé solide dont la structure n'est pas cubique.

En effet, dans un composé solide, il y a une atténuation appréciable de la corrélation angulaire ($G_2 \neq 1/2$) lorsque $\omega_0^2 \tau_b^2$ est voisin de 1. Dans le cas d'un composé liquide, il faut que $\langle \omega_0^2 \rangle \tau_c \tau_b$ soit voisin de 1.

Ainsi, si ω_0 et $[\langle \omega_0^2 \rangle]^{1/2}$ sont de l'ordre de 1 000 Mc/s, une source radioactive solide ne sera exempte d'atténuation que si $\tau_b < 10^{-9}$ s, alors qu'une source liquide, dont le temps de corrélation est 10^{-11} s en sera exempte si $\tau_b < 10^{-7}$ s.

C - COMPARAISON DE LA THEORIE DES INTERACTIONS QUADRUPOLAIRES AVEC L'EXPERIENCE.

Nous avons, dans le chapitre précédent, exposé une théorie qui prétend rendre compte des atténuations de l'anisotropie de certaines corrélations angulaires par des interactions quadrupolaires statiques.

Comme nous le montrerons plus loin, nous nous sommes attachés à faire certaines expériences qui prouvent l'exactitude de cette théorie. Il est bon cependant, avant de les décrire, de faire le point de la situation expérimentale, telle qu'elle se présentait au début de notre travail. Mais, pour des raisons de commodité, nous décrirons simultanément les résultats déjà publiés avant que nous commencions nos expériences et ceux qui le furent pendant le cours de nos travaux.

1/ Expériences faites avec des sources doubles et des composés chimiques différents.

Nous présentons ci-dessous un tableau tiré de l'article de Steffen (24) qui indique les valeurs de l'anisotropie et du coefficient d'atténuation obtenues à partir de différents composés contenant tous ^{111}In .

Source radioactive	Anisotropie	G_2
Source double $^{111}\text{In} + \text{Ag}$	$-0,200 \pm 0,006$	$0,82 \pm 0,04$
Poudre métallique ^{111}In	$-0,085 \pm 0,003$	$0,33 \pm 0,02$
Source double $^{111}\text{In} + \text{Cd}$	$-0,06 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,08$
Source double $^{111}\text{In} + \text{ClAg}$	$-0,004 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,05$
Source double $^{111}\text{In} + \text{SiO}$	$+0,003 \pm 0,02$	$-0,01 \pm 0,10$
InCl_3 polycristallin	$-0,012 \pm 0,005$	$0,04 \pm 0,02$
$\text{In}_2(\text{SO}_4)_3$ polycristallin	$-0,02 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,08$

L'argent se trouve normalement sous forme d'un réseau cubique, et l'on peut penser que l'environnement des atomes d'indium disséminés dans l'argent possède la symétrie cubique. Ceci expliquerait pourquoi ce sont précisément les sources ($\text{In} + \text{Ag}$) qui ont l'anisotropie maximum, un réseau cubique donnant lieu à un gradient de champ électrique nul.

Mais on voit sur le tableau précédent, que certaines valeurs de G_2 sont inférieures à la valeur $G_{2 \text{ lim}}$ donnée par Abragam et Pound :

$$G_{2 \text{ lim}} = \frac{1}{2k+1} = 0,20$$

C'est le cas, par exemple, pour les sources doubles ($\text{In} + \text{ClAg}$) ($\text{In} + \text{SiO}$) et pour les composés InCl_3 , $\text{In}_2(\text{SO}_4)_3$.

Ces résultats sont absolument incompatibles avec la théorie des interactions quadrupolaires statiques qui entraîne l'existence d'un "cœur dur".

2/ Des expériences effectuées avec des sources liquides (Cl_3In dissout dans un mélange d'eau et de glycérine) (15) (26) (27) indiquaient que G_2 était à peu près inversement proportionnel à la viscosité du liquide, ce qui était en accord avec la théorie quadrupolaire.

D'autre part, de nombreuses expériences effectuées avec des sources liquides de faible viscosité indiquaient que, dans ce cas, G_2 était voisin de 1 et qu'il devenait brusquement petit si on laissait s'évaporer à sec la solution (18) (19) (30) (31). Ceci était qualitativement en accord avec la théorie du chapitre précédent, qui prévoit, comme nous l'avons vu, une atténuation en général plus forte dans un composé solide que dans un liquide.

3/ Kraushaar et Pound (3) avaient étudié l'atténuation de la cascade $\gamma_3 \gamma_2$ (voir figure 1) obtenue à partir de l'état isométrique, de période 48 minutes, de ^{111}Cd . Dans tous les composés chimiques qu'ils examinaient, la valeur de G_2 n'était jamais inférieure à la valeur limite correspondant au "cœur dur", contrairement à ce qui se passe quand on utilise comme source radioactive ^{111}In .

4/ L'équipe des chercheurs de Zurich (34) (33) (35) (36) avait montré que si on utilisait comme source radioactive un monocristal de ^{111}In , la corrélation angulaire dépendait de l'orientation des détec-

teurs de radiation par rapport aux axes du cristal. Cela indiquait qu'un champ cristallin devait jouer un rôle essentiel.

De plus, un champ magnétique extérieur, de l'ordre de 20 000 gauss, dirigé selon la direction d'un des détecteurs, ne produisait aucun changement décelable sur l'anisotropie, indiquant par là que l'interaction ne devait probablement pas être magnétique.

5/ Fraser et Milton (37) avaient examiné les corrélations angulaires différées obtenues avec certains composés de ^{111}In ; les courbes qu'ils obtinrent ne montrèrent pas de caractère périodique, ce qui était en contradiction avec la théorie d'Abraham et Pound.

6/ Pendant le cours de nos travaux, des chercheurs de l'Institut du Radium et de Saclay (70) publiaient une expérience très intéressante : ils mesuraient les corrélations angulaires $\alpha \gamma$ relatives à deux niveaux de rotation différents du ^{230}Th et ils interprétaient leurs résultats en faisant intervenir, dans leurs fonctions de corrélation, des coefficients d'atténuation G_2 et G_4 compatibles avec la même fréquence quadrupolaire. De plus, le rapport de ces fréquences, pour deux niveaux différents, était qualitativement en accord avec celui tiré de la théorie de Bohr-Mottelson. La cohérence des résultats obtenus était une indication en faveur de la validité de la théorie des interactions quadrupolaires statiques.

L'ensemble des expériences que nous venons de décrire ne permettait pas de déterminer de façon sûre le mécanisme de l'atténuation observée expérimentalement dans certaines corrélations angulaires.

L'hypothèse des interactions quadrupolaires statiques ne pouvait pas rendre compte des valeurs de G_2 trouvées inférieures à $G_{2 \text{ lim}}$. De plus, la seule expérience de corrélation angulaire différée jusqu'alors effectuée ne semblait pas indiquer de variation périodique de l'anisotropie en fonction du retard d'émission du second gamma par rapport au premier, alors que tout mécanisme d'interaction statique doit conduire à une anisotropie différentielle périodique.

Pour tenter de résoudre ce problème, nous avons décidé d'examiner, dans le cas de la cascade des rayons gamma de ^{111}Cd , l'allure des courbes de corrélation angulaire différée.

CHAPITRE II

DESCRIPTION DE L'ÉLECTRONIQUE

L'électronique que nous allons décrire dans ce chapitre a été conçue, pour l'essentiel, par Monsieur Chaminade. Nous l'avons mise au point avec son aide, en 1953, pour effectuer nos expériences de corrélation angulaire différée et elle n'a pas encore été publiée. C'est pourquoi nous jugeons utile de la décrire rapidement et de reproduire les schémas électroniques employés. Elle a été, par la suite, reproduite à plusieurs exemplaires et a servi dans de nombreuses expériences.

A - LE PRINCIPE DES DEUX VOIES.

Dans les expériences de corrélations angulaires instantanées et différées que nous avons effectuées, l'appareillage électronique devait essentiellement fournir la réponse aux questions suivantes :

1/ Quel est l'intervalle de temps qui sépare l'émission de deux rayons gamma émis successivement par un noyau radioactif ?

2/ Quelle est l'énergie de ces gamma ?

Chacune de ces radiations était détectée par un photomultiplicateur d'électrons surmonté d'un cristal scintillant et c'est par conséquent sur les impulsions électriques sortant des détecteurs qu'il fallait effectuer ces mesures d'énergie et de temps.

Or, la mesure d'une énergie est une opération assez lente. La constante de temps de désexcitation d'un monocristal d'iodure de sodium activé au thallium est de $2 \cdot 10^{-7}$ s. On choisit donc des amplificateurs possédant une bande passante de 2 mC/s, correspondant à un temps de montée de $1,5 \cdot 10^{-7}$ s. Les fluctuations de ces diverses quantités font qu'une chaîne électronique capable de mesurer avec une bonne précision l'énergie d'un rayon gamma ne peut effectuer des mesures en temps qu'à quelques dixièmes de microseconde près.

Par contre, si l'on cesse de s'intéresser à la mesure de l'énergie, ce temps peut être considérablement réduit. En effet, il n'est plus nécessaire de mesurer la quantité totale de lumière émise par le cristal de INa et les circuits peuvent être actionnés par le début de la scintillation, c'est-à-dire par le début des impulsions. D'autre part, des amplificateurs de gain élevé ne sont plus indispensables et ils peuvent être remplacés par des systèmes beaucoup plus rapides.

La solution adoptée consiste donc à séparer nettement les fonctions de mesure de temps et de mesure d'énergie, qui seront effectuées dans une "voie rapide" et une "voie lente" complètement distinctes.

B - DESCRIPTION GENERALE DE L'ELECTRONIQUE. (Figure 4).

Les deux rayonnements γ_1 et γ_2 sont détectés par deux photomultiplicateurs P_1 et P_2 associés à des cristaux d'iodure de sodium activés au thallium.

De chacun de ces détecteurs sortent deux types de signaux, des signaux "lents" et des signaux "rapides". Ces derniers attaquent deux triggers et un circuit de coïncidences rapides qui ne fournit une réponse que si ces signaux sont séparés par un intervalle de temps pré-déterminé Δt . Cette coïncidence se fait avec la meilleure précision en temps possible.

Les signaux lents, après passage dans des préamplificateurs, sont injectés dans deux amplificateurs linéaires A_1 et A_2 . Les signaux sortant de A_2 sont analysés dans un sélecteur à un canal qui fournit un signal lorsque l'énergie de γ_2 a la valeur requise. Ce signal est mis en coïncidence avec celui sortant du circuit des "coïncidences rapides" dans un "circuit de coïncidences lentes". Un signal sortant de ce dernier indique donc que deux radiations γ_1 et γ_2 ont été détectées, que l'intervalle de temps séparant leur émission a la valeur Δt et que γ_2 a une énergie fixée à l'avance. Nous appellerons ce signal "signal de coïncidences triples".

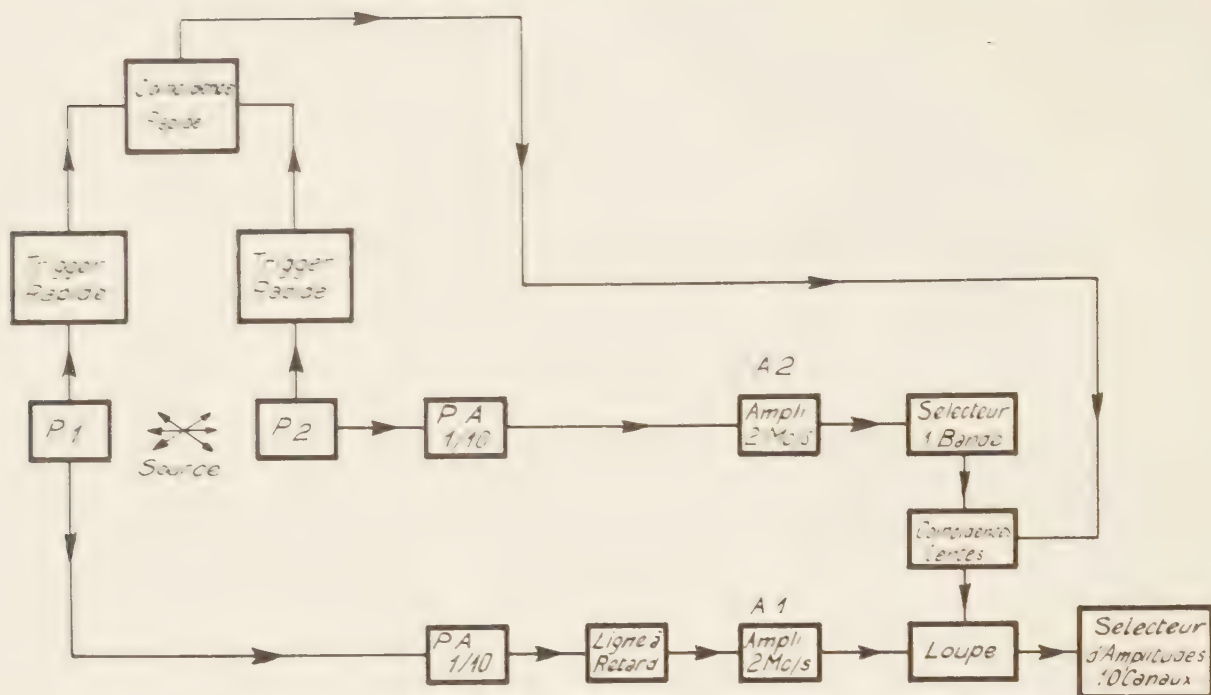


Figure 4 - Schéma général de l'électronique utilisée.

Revenons à l'amplificateur A_1 . Son signal de sortie attaque, par l'intermédiaire d'une "loupe", un sélecteur à dix canaux. La "loupe" a pour fonction essentielle de mettre en forme et d'amplifier les impulsions d'entrée qui dépassent une certaine amplitude et de ne les transmettre que si un système de déblocage lui en donne l'ordre. C'est le signal de coïncidences triples qui jouera ce rôle, permettant ainsi au sélecteur à dix canaux d'analyser l'énergie de γ_1 .

Nous voyons donc, en résumé, que la mesure de temps aura été effectuée par la "voie rapide" comprenant les triggers et un circuit de coïncidences. La mesure d'énergie aura été faite par la "voie lente" comprenant les amplificateurs et les deux sélecteurs. Le circuit de coïncidences lentes et le déblocage de la loupe permettent de combiner les résultats obtenus dans ces deux opérations.

C - ETUDE DES DIFFERENTES PARTIES DU CIRCUIT.

1/ Les photomultiplicateurs et les cristaux scintillants (fig. 5).

Les cristaux d'iodure de sodium activés au thallium sont ceux fournis commercialement par la maison Harshaw. Du fluide silicone de grande viscosité (10^5 centistokes) assure la liaison optique entre le cristal et la photocathode du photomultiplicateur.

a) Les photomultiplicateurs et leur chaîne de résistances. Les multiplicateurs sont des EMI 6 260. Ils ont été triés et nous avons choisi ceux qui possèdent une grande sensibilité de photocathode ($60 \mu A/Lumen$) et un faible bruit de fond. Une tension positive de 1 900 volts leur est appliquée, la photocathode étant au potentiel de la masse.

Au début de nos expériences, nous disposions de hautes tensions de 2 000 volts, débitant un peu moins de 2 mA. Afin d'obtenir une bonne stabilité du gain des photomultiplicateurs, il s'est avéré nécessaire de fixer leur tension d'alimentation par une chaîne de tubes à gaz qui débitait environ 1 mA.

Ceci nous a conduit, au début, à choisir comme répartiteur de tension sur les dynodes une chaîne de résistances composée de douze éléments de 250 K Ω afin de ne pas faire trop débiter de courant par la haute tension.

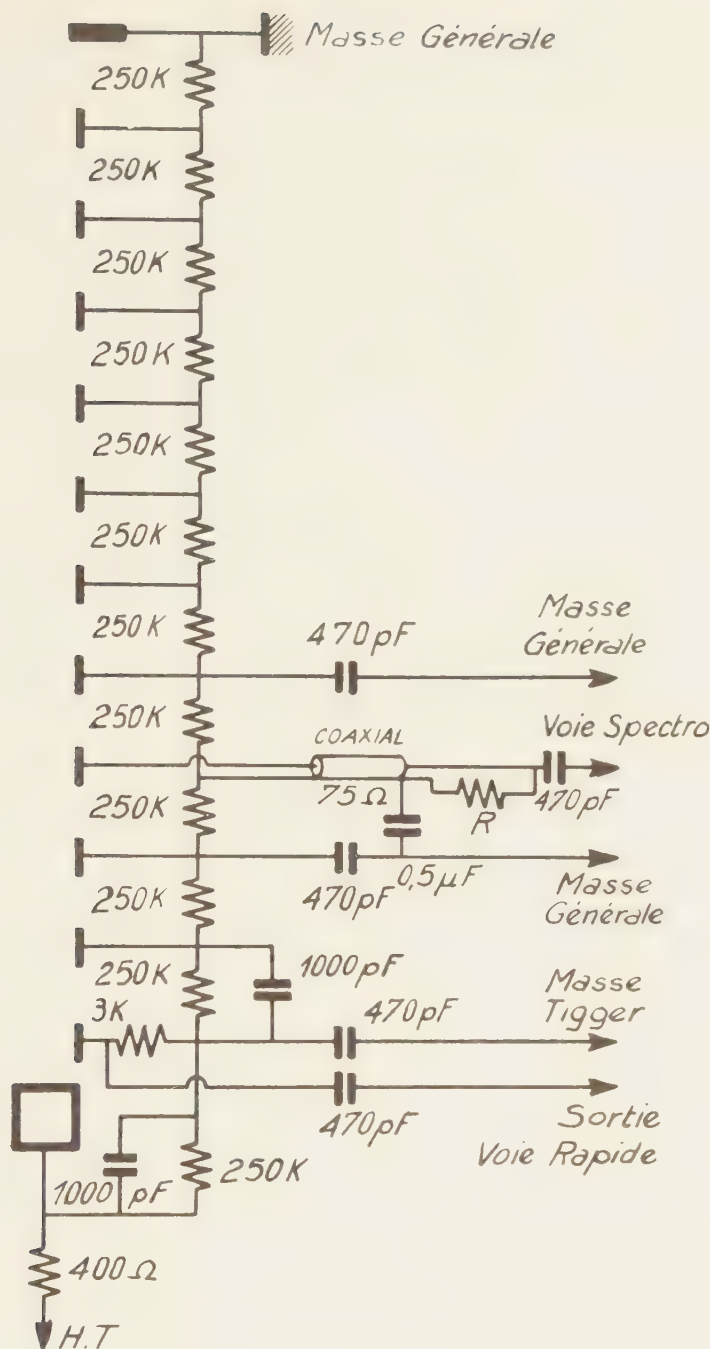


Figure 5 - Schéma du câblage des photomultiplicateurs.

Ces valeurs élevées de résistance présentent un grand inconvénient. En effet, le courant débité par la chaîne est de :

$$\frac{1900}{12 \times 250\,000} = 0,64 \text{ mA}$$

Lorsqu'un photon de 1 MeV interagit avec le cristal, 20 000 photons lumineux environ sont créés, ce qui entraîne, à partir de la photocathode l'émission de quelques 4 000 électrons. Le gain du multiplificateur étant à peu près de 10^7 , on voit que son dernier étage est traversé par un courant moyen de 0,15 mA

si l'on suppose une fréquence de détection des photons de 20 000/s. C'est-à-dire que le courant qui traverse le dernier étage du photomultiplicateur sera le quart ou le cinquième de celui qui parcourt la chaîne de résistances. Ceci entraînera une variation du potentiel des dynodes, donc de gain en fonction de la fréquence moyenne de comptage.

Les capacités de découplage de 1 000 pf indiquées sur la figure 5 intègrent les fluctuations rapides de tension dues au passage de chaque impulsion, mais il n'en reste pas moins un effet moyen gênant.

Par la suite, disposant de hautes tensions (C.R.C.) mieux stabilisées et débitant plus de courant (5 mA environ) nous avons pu supprimer la chaîne de tubes à gaz et remplacer les résistances de 250 K Ω par d'autres de 80 K Ω , augmentant dans le même rapport le courant débité par la chaîne, ce qui conduit à des variations plus faibles de gain, en fonction du taux de comptage moyen.

b) La sortie "lente". Le photomultiplicateur étant soumis, comme nous l'avons déjà indiqué, à une tension de 1 900 volts, l'impulsion que l'on collecte sur l'anode n'est plus proportionnelle au nombre de photoélectrons émis par la photocathode ; il se produit, en effet, des phénomènes de saturation dus, en particulier, à la charge d'espace et à la chute du potentiel de référence des dynodes consécutive au passage d'un courant important.

Cependant, ces phénomènes n'interviennent pas encore de façon appréciable au niveau de la 8ème dynode. C'est donc sur celle-ci que l'on va prendre le signal positif qui sera analysé dans la voie lente.

La sortie a lieu sur câble blindé. La capacité de 0,5 μ F sert à fixer le potentiel alternatif de référence de la dynode. Un couplage même très faible avec la sortie rapide d'amplitude plus grande et de réponse non linéaire, entraîne une non linéarité importante sur la voie lente. Il faut donc blinder et découpler soigneusement l'entrée des circuits lents et rapides.

La 7ème et la 9ème dynodes sont liées à la masse par une capacité de 470 pf afin d'éviter un couplage capacitif entre ces deux dynodes et la huitième. La résistance R, qui est la résistance de charge de la 8ème dynode, a une valeur de 20 K Ω .

c) Sortie "rapide". Elle s'effectue sur la 11ème dynode. Comme nous l'avons expliqué, le signal positif obtenu est saturé, c'est-à-dire qu'il n'est plus proportionnel au nombre de photoélectrons émis par la cathode. Mais ce signal a l'avantage de présenter un front de montée très raide, permettant ainsi des mesures en temps plus précises.

La résistance de charge n'est que de 3 K Ω de façon à ce que le signal se restitue vite. Celui-ci est pris aux bornes de cette résistance afin d'éviter un circuit de masse trop long qui risquerait de produire une atténuation du signal et une induction d'impulsions parasites.

2/ Les circuits rapides (fig. 6)

Ils comportent chacun deux pentodes à émission secondaire, du type EFP 60, ayant la particularité d'avoir une grande pente (environ 25 mA/V) et une faible capacité parasite d'entrée (5 pf).

a) Le premier étage. Le premier étage monté en amplificateur joue un rôle d'"écrêteur" et d'étage d'isolement entre le trigger proprement dit et le photomultiplicateur. Le potentiel de la dynode de cette première lampe est fixé par un stabilisateur à néon. Un signal positif est recueilli sur cette dynode. Le gain de la lampe est environ de 10. L'intégration de $5 \cdot 10^{-8}$ s introduite dans cet étage permet de franchir rapidement le seuil du suivant en utilisant une petite fraction de la période longue de scintillation du cristal INa et d'accroître le rapport du signal au bruit. De plus, on limite ainsi les retards variables de déclenchement du trigger d'une impulsion à l'autre.

Le signal est transmis par capacité à la grille du trigger, un cristal diode G 52 permettant de restituer le niveau moyen.

b) Le second étage. Le second étage constitue à proprement parler un trigger à une seule lampe ; le couplage réactif est effectué entre plaque et cathode à travers une capacité de 500 pf.

Grâce à la dynode multiplicatrice, le courant reçu par la plaque est de 3 à 4 fois supérieur à celui émis par la cathode. Si bien que lorsqu'une impulsion, attaquant la grille, vient débloquent le tube, le couplage réactif rend celui-ci de plus en plus conducteur ; et ceci jusqu'à ce que l'on atteigne le courant maximum que le tube peut débiter (plusieurs centaines de mA). A ce moment, la capacité commence à se décharger et le montage bascule à nouveau quand la tension cathode-grille devient inférieure au seuil de conduction. Le montage est équivalent à celui d'un trigger à deux tubes à couplage cathodique.

Le temps de montée du trigger est environ $5 \cdot 10^{-9}$ s, la durée du signal $1,5 \cdot 10^{-7}$ s, son amplitude 15 volts. On peut augmenter aisément la durée du signal en modifiant la valeur de la capacité située entre la plaque et la cathode.

Le montage se distingue de celui de Moody (38) par la séparation des circuits d'entrée et de sortie

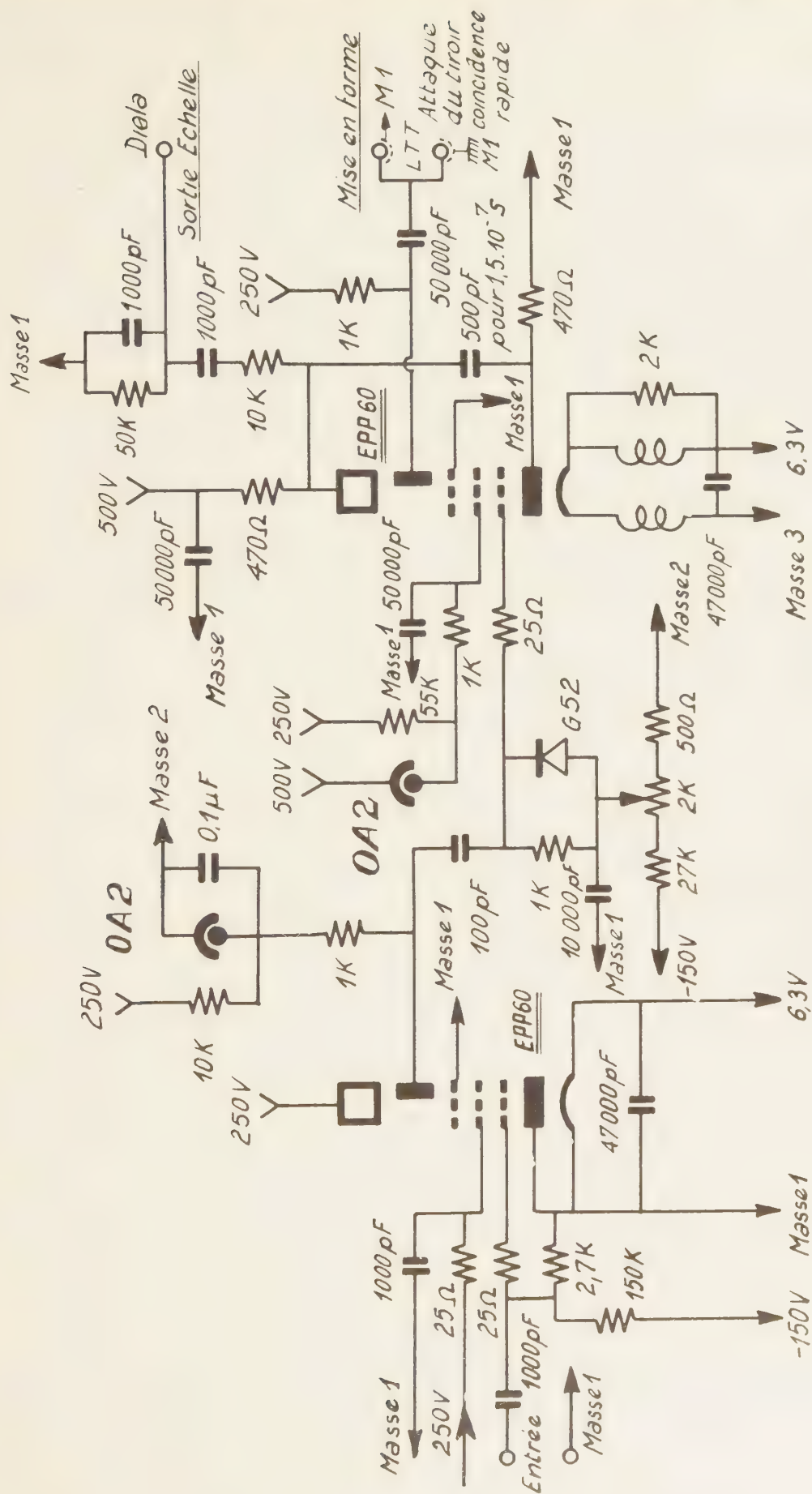


Figure 6 - Les circuits rapides.

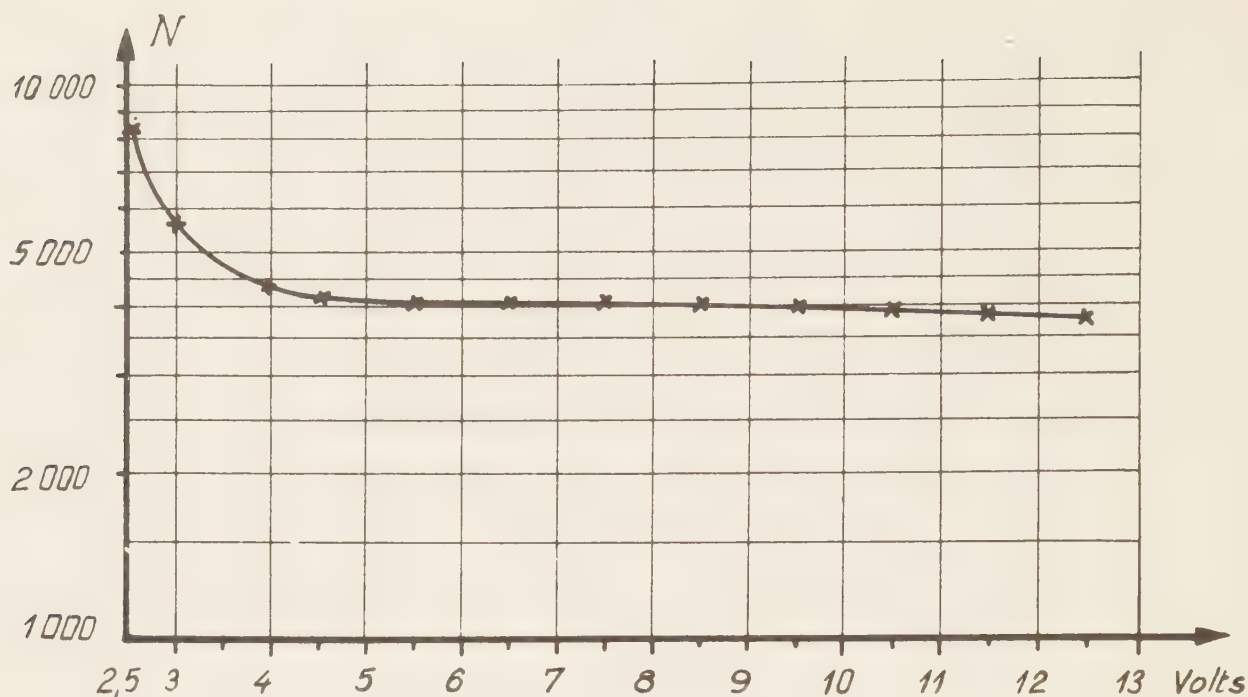


Figure 7 - Taux de comptage du trigger en fonction de la tension appliquée à sa grille.

des circuits réactifs, ce qui permet d'utiliser des impédances faibles et d'obtenir un temps utile qui soit une fraction importante du temps d'occupation.

Un circuit auxiliaire prélève sur la plaque un signal permettant de compter sur une échelle le nombre de basculements du trigger.

De nombreuses précautions ont été prises pour éviter les signaux parasites pouvant passer par la chaîne des filaments. En particulier, la lampe trigger comporte un filtre LC sur le circuit d'alimentation de son filament.

Un pont comportant un potentiomètre branché entre la masse et -150 volts permet de fixer le seuil de déclenchement du trigger en ajustant le potentiel de grille de celui-ci. Afin d'avoir le maximum de sensibilité, ce réglage permet d'aller jusqu'à la relaxation.

Il faut que 5 photoélectrons environ partent simultanément (à quelques 10^{-9} s près) de la photocathode du photomultiplicateur pour que la lampe amplificatrice soit saturée. On voit donc qu'il sera possible de diminuer l'effet du bruit de fond des photomultiplicateurs en réglant de façon convenable le potentiomètre de grille du trigger. Rappelons que l'utilisation d'une partie de la période longue du NaI grâce à l'intégration de l'étage amplificateur augmente la qualité de cette discrimination.

En présence d'une source radioactive, le taux de comptage du trigger en fonction de la grille, est porté sur la figure 7. La qualité du "plateau" dépend beaucoup du bruit de fond du phototube, donc de sa tension d'alimentation, et de l'énergie des rayons gamma détectés (plus cette dernière est grande, plus il est facile de les séparer du bruit de fond, plus le plateau sera long).

3/ Les coïncidences rapides (fig. 8)

Les impulsions sortant des deux triggers rapides sont mises en forme dans une ligne à retard (câble coaxial de 75Ω) court-circuitée à une extrémité. Le temps mis par les impulsions pour effectuer dans cette ligne le trajet aller et retour définit la largeur des signaux transmis au circuit de coïncidences ra-

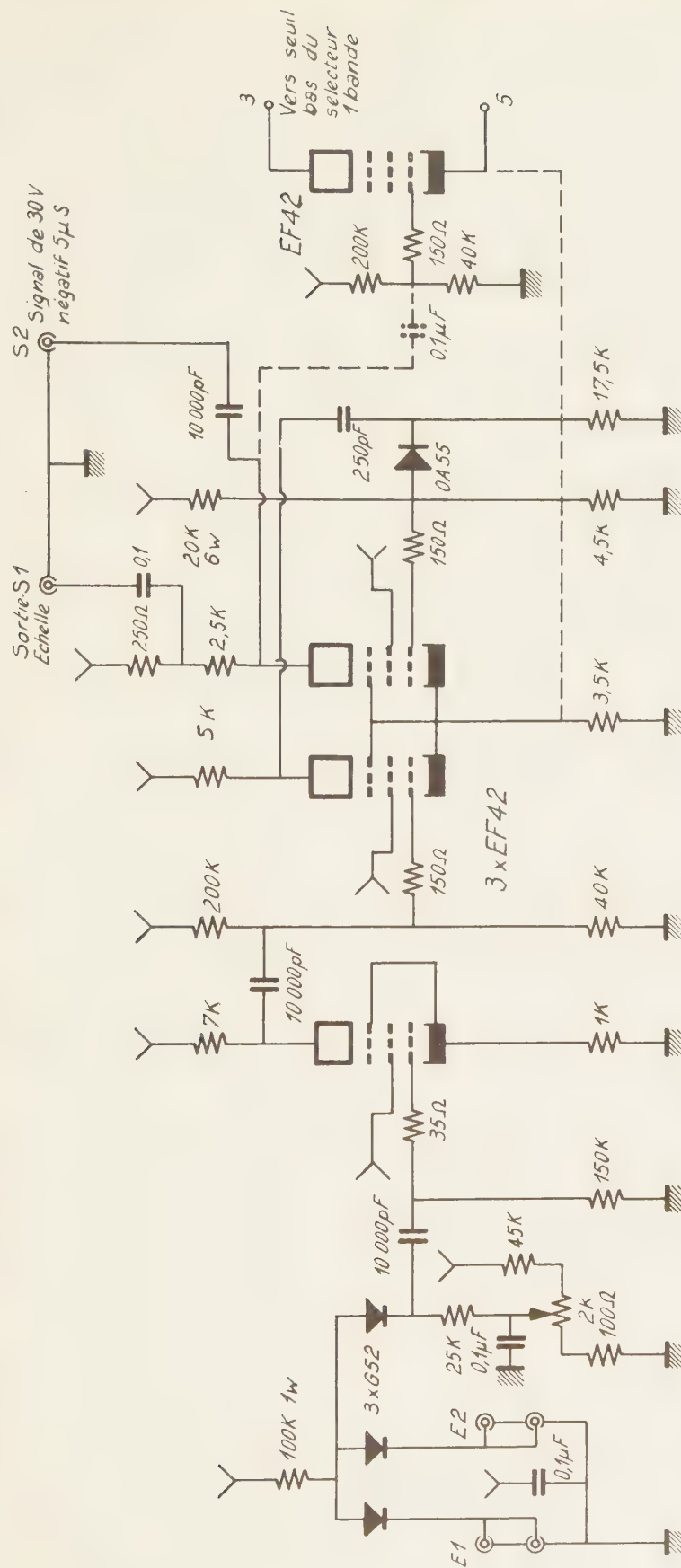


Figure 8 - Circuit de coïncidences rapides.

pides. Le temps de montée d'un trigger étant de $5 \cdot 10^{-9}$ s, on voit que lorsque la mise en forme aura une valeur inférieure à ce temps, le signal sera triangulaire ; autrement il sera trapézoïdal. Les impulsions sont ensuite transmises par des câbles coaxiaux d'impédance 75Ω à un circuit de coïncidences à deux diodes. Une troisième diode, montée en discriminateur, sert à éliminer les résidus de coïncidence et à préciser le temps de résolution car les signaux ne sont pas rectangulaires. En discriminant à une amplitude égale à la moitié de celle des signaux de coïncidence, le temps de résolution est donné par la durée de réflexion dans la ligne à retard quelle que soit la forme des signaux.

Les impulsions positives sortant de ce circuit sont amplifiées par un tube EF 42. Leur niveau de sortie atteint environ 10 volts sur la plaque. Elles attaquent alors en négatif un trigger à couplage alternatif composé de deux EF 42 et délivrant des signaux rectangulaires négatifs d'une durée de $2 \cdot 10^{-7}$ s au circuit de coïncidences lentes.

Le diviseur de tension de la grille de la deuxième lampe du trigger est monté de telle sorte que la tension de celle-ci ne puisse pas dépasser une certaine valeur, afin d'éviter que le tube ne fonctionne en grille positive. La tension de cette grille est fixée par un pont qui comporte dans une de ses branches un cristal diode. Lorsque la tension de la plaque de la première lampe croît au-delà d'une certaine valeur, ce cristal se bloque, le pont délivre une tension différente et le potentiel de la grille de la deuxième lampe prend une valeur maximum fixée, indépendante de l'amplitude du signal.

On peut compter directement sur une échelle le nombre de coïncidences rapides en prélevant un signal sur la plaque de la deuxième lampe du trigger alternatif.

Il est également possible d'obtenir, à chaque basculement du trigger, un signal négatif de 30 volts et de 5μ s de durée qui peut venir débloquent la loupe. Celle-ci est normalement débloquée par les coïncidences triples que nous étudierons plus loin, mais il peut y avoir intérêt dans certains cas à examiner sur le sélecteur à dix canaux le spectre des rayonnements qui sont en coïncidence avec d'autres, quelle que soit l'énergie de ces derniers. C'est alors le signal dont nous avons parlé plus haut qui sera utilisé pour le déblocage.

4/ Le préamplificateur (figure 9).

Le signal sortant de la 8ème dynode du photomultiplicateur est appliqué sur la grille d'une cathode

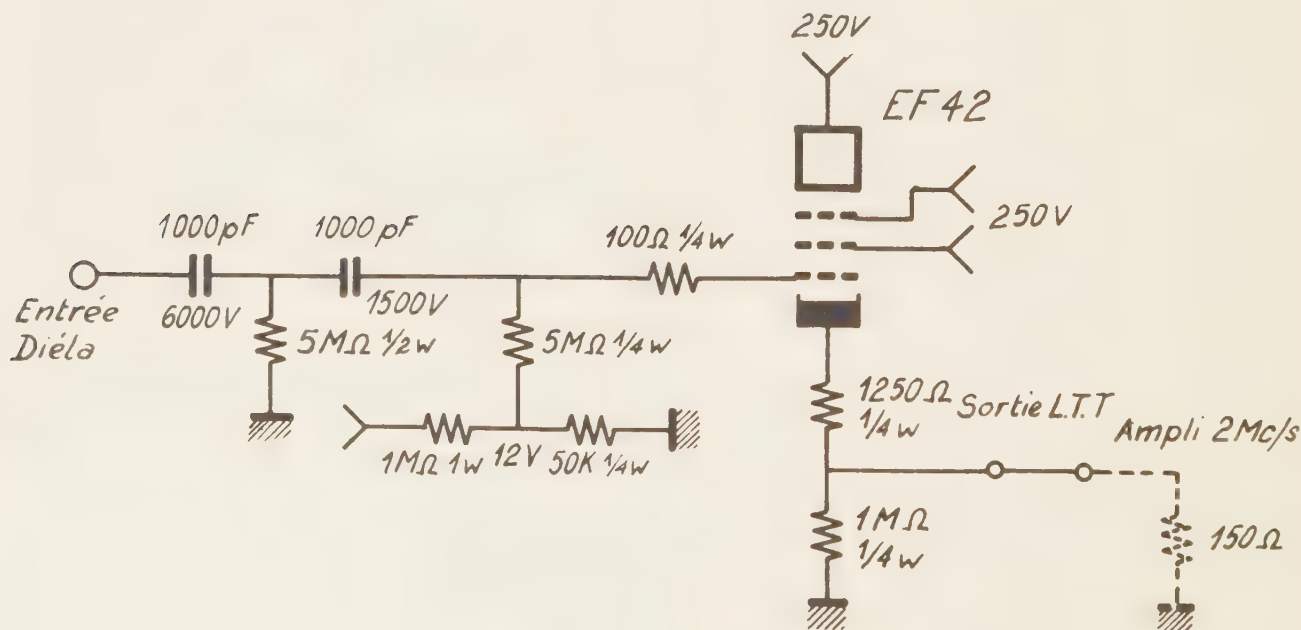


Figure 9 - Le préamplificateur.

suiveuse composée d'une EF 42. Pour des raisons de stabilité et de linéarité, il s'est avéré nécessaire d'avoir une charge de cathode relativement importante ; en effet, le gain d'une cathode suivieuse est donné par :

$$A = \frac{g_m R_K}{1 + g_m R_K}$$

g_m étant la pente du tube et R_K sa résistance de cathode. C'en est que lorsque $g_m R_K \gg 1$ que le gain est indépendant de la pente, si bien que la linéarité du tube est assurée ainsi que la constance du gain. On a choisi $R_K = 1\,250\ \Omega$.

Comme les amplificateurs 2 Mc/s ont une impédance d'entrée de $150\ \Omega$, il a été jugé plus convenable de mettre cette impédance d'entrée en série avec le circuit de cathode du préamplificateur afin d'éviter une liaison capacitive. Il en résulte que le gain du préamplificateur est de :

$$\frac{150}{1\,250 + 150} \neq \frac{1}{10}$$

5/ Le sélecteur à une bande.

Le rôle de cet appareil est de délivrer un signal lorsque l'amplitude des impulsions sortant de A_2 est comprise entre deux limites déterminées.

Comme nous l'avons vu dans le deuxième paragraphe, nous aurons à faire une coïncidence entre le signal issu du circuit de coïncidences rapides et le résultat de l'analyse faite par le sélecteur. Cette coïncidence peut être lente car les temps ont déjà été définis dans le circuit décrit au paragraphe (3).

L'appareil se compose de deux parties : un discriminateur à seuil bas et un discriminateur à seuil haut.

a) Le seuil bas (figure 10). L'impulsion sortant de A_2 entre au point A et attaque une cathode suivieuse double dont la polarisation de la grille d'entrée est réglable, ceci pour définir le seuil du sélecteur à une bande. Le signal positif est appliqué à la grille d'un trigger de Schmidt dont la première lampe est bloquée. Le potentiel de la plaque B diminue, entraînant la grille C, ce qui fait changer l'état du trigger.

Le signal recueilli sur la plaque D de la 2ème lampe est transmis, après dérivation, à la grille de la deuxième lampe de la cathode suivieuse d'entrée, ceci afin de maintenir le trigger de Schmidt basculé pendant un temps minimum, même si l'impulsion était à la limite de basculement. Il faut s'assurer bien entendu que la polarisation de cette cathode suivieuse est suffisante pour qu'elle n'entre en fonction qu'après basculement, c'est-à-dire qu'elle n'introduise pas, à cause de la dérivation, de modification de la réponse en fréquence du système avant basculement.

Le signal recueilli est, d'autre part, transmis à une ligne à retard comportant un secondaire et dont le primaire a une impédance caractéristique de $2\,000\ \text{ohms}$, qui a pour rôle de le retarder, de l'inverser et de le dériver.

En l'absence du signal fourni par le seuil haut (c'est-à-dire pour des impulsions correspondant à l'énergie analysée par la bande), le point E se trouve à un potentiel tel que le cristal (1) ne conduise pas. La partie négative du signal issu du secondaire de la ligne à retard est donc transmise en F (la partie positive étant éliminée par le cristal (2)) à travers une résistance de $10\ \text{K}\Omega$ afin d'amortir l'oscillation amorcée au secondaire et de permettre l'anti-coïncidence (E) par le cristal (1). La période du circuit secondaire conditionne la durée de l'impulsion. Le signal négatif attaque alors un amplificateur à cathodes couplées qui sert également d'adaptateur d'impédance et permet le comptage au point S des impulsions dépassant le seuil bas. Le signal négatif arrive au point G sur la grille d'un trigger alternatif comportant deux lampes, de conception analogue à celle du circuit de coïncidences rapides.

Pour effectuer des coïncidences lentes entre le signal de coïncidences rapides et le signal de bande, on envoie le premier sur la grille d'une EF 42 dont la plaque et la cathode sont reliées à la plaque et la cathode de la première lampe du trigger alternatif. En l'absence de signal issu du circuit de coïncidences rapides, un signal venant de la bande ne peut pas faire basculer le trigger, le courant de la première lampe étant absorbé par cette EF 42.

Ce n'est qu'en la présence de signaux simultanés sur les deux lampes que le trigger change d'état. Dans ce cas, un signal de déblocage, signal négatif de 30 volts d'amplitude et de $5\ \mu\text{s}$ de durée, est recueilli au point H relié à la plaque de la deuxième lampe du trigger alternatif. Une sortie supplémentaire M permet de compter sur une échelle le nombre de ces signaux.

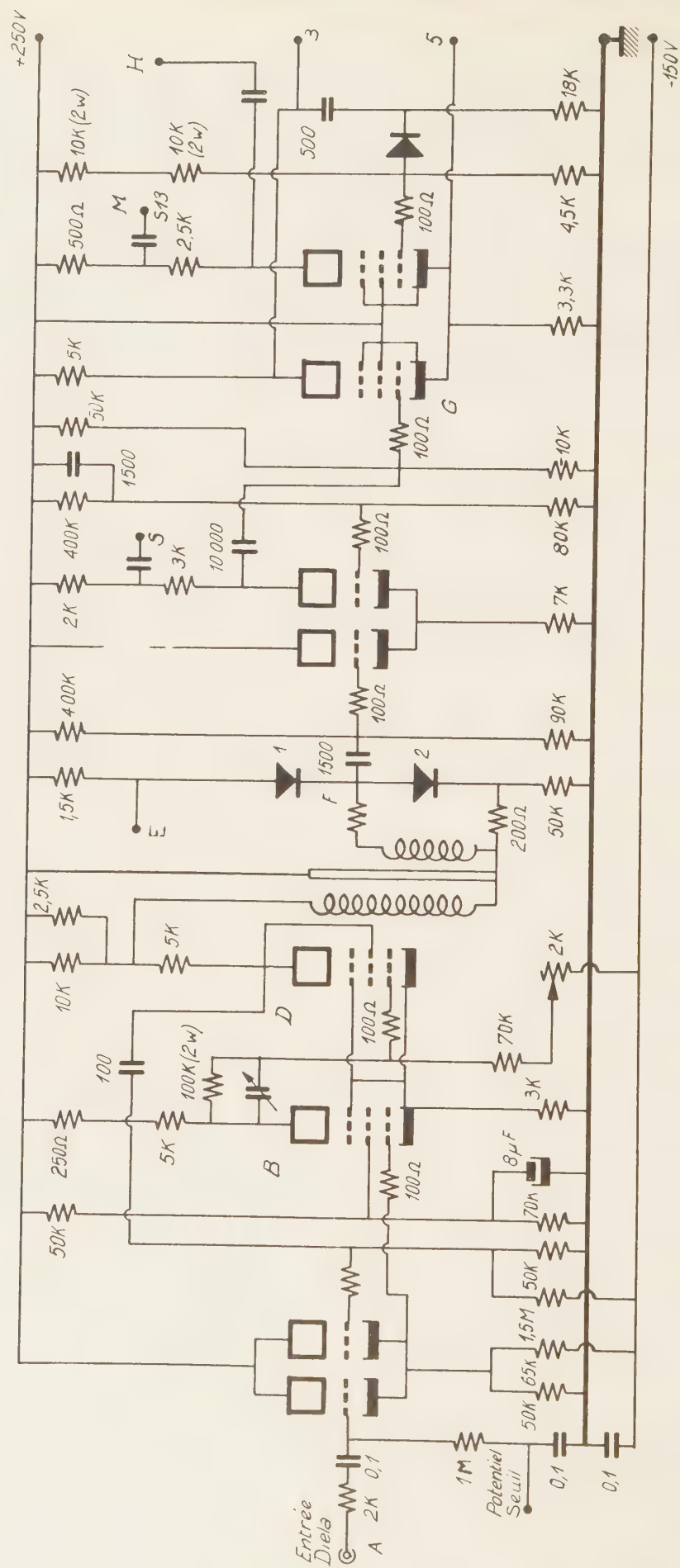


Figure 10 - Le seuil bas du sélecteur à une bande.

Si, par contre, l'impulsion qui a actionné le seuil bas actionne également le seuil haut (c'est-à-dire si elle ne correspond pas au domaine d'énergie analysé par la bande), le point E prend un potentiel positif pendant le temps minimum défini par la deuxième cathode suiveuse du discriminateur à seuil haut de façon que les cristaux (1) et (2) conduisent et que le signal négatif du secondaire de la ligne ne soit pas transmis, car, grâce au retard introduit par celle-ci, ce signal tombe toujours au centre de l'impulsion du seuil haut malgré les retards de temps entre seuil haut et seuil bas dus au temps de montée des impulsions.

b) Le seuil haut (figure 11). Il se comporte comme le seuil bas. Une cathode suiveuse double d'entrée est suivie par un trigger de Schmidt, la plaque de la deuxième lampe du trigger étant reliée à la grille de la deuxième lampe de la cathode suiveuse. Un potentiomètre définit la valeur du seuil haut en réglant la polarisation de la grille de la première lampe de la cathode suiveuse d'entrée.

Lorsque le trigger de Schmidt change d'état, la plaque de la deuxième lampe de ce dernier modifie le potentiel du point E, en rendant ainsi conducteur le cristal (1). Une sortie auxiliaire reliée à cette même plaque par une EF 42 jouant le rôle d'amplificatrice et d'adaptatrice d'impédance, permet de compter sur une échelle le nombre d'impulsions déclenchant le seuil haut.

6/ La loupe (figure 12).

Cet appareil, construit par le Département d'Electronique du C.E.A. sert à amplifier les impulsions, à les mettre en forme et à ne les transmettre au sélecteur à 10 canaux que si un signal de déblocage vient en donner l'ordre.

Les impulsions positives sortant de l'amplificateur A_1 attaquent la grille d'un amplificateur différentiel à seuil réglable. La polarisation de la grille d'entrée de ce dernier est en effet commandée par une boîte à décades placée entre la masse et -250 V. Le signal issu de la plaque de la deuxième lampe est envoyé sur la grille d'une cathode suiveuse, ces deux tubes étant liés par un circuit de contre-réaction à deux positions fixant deux valeurs du gain de l'amplificateur différentiel. A la sortie d'une deuxième cathode suiveuse montée en cascade, on recueille donc un signal dont l'amplitude est une fonction linéaire du signal d'entrée et de même largeur en temps.

Les impulsions issues de A_1 attaquent d'autre part un amplificateur différentiel suivi d'un trigger de Schmidt suréquilibré. Un tel trigger se comporte pour des impulsions courtes comme un trigger alternatif fixant ainsi un temps mort minimum, imposé par la constante de temps du circuit reliant la plaque de la première lampe à la grille de la deuxième. Si les impulsions d'entrée sont plus longues que ce temps minimum, la liaison continue due à la résistance de 165 K Ω maintient le trigger basculé jusqu'à la fin de celles-ci.

On recueille donc un signal d'amplitude constante dont la largeur est fonction de celle des impulsions d'entrée. Ce signal est transmis par un atténuateur équilibré à la grille d'une cathode suiveuse.

Nous avons donc d'une part un signal linéaire et d'autre part un signal de largeur convenable pour attaquer le sélecteur à dix canaux. Nous voulons un signal qui possède à la fois ces deux qualités. Pour ce faire, on emploie un circuit d'allongement à diodes.

Le signal linéaire est appliqué sur la plaque de la diode (1) et le signal issu du trigger sur la cathode de la diode (2). La capacité C, située entre les deux diodes, restera chargée à l'amplitude du signal linéaire pendant tout le temps de basculement du trigger, la diode (2) ne conduisant plus.

Quand le trigger change d'état, cette diode décharge la capacité C. On a bien ainsi le signal cherché. La capacité parasite des diodes (1) et (2) n'étant pas négligeable, la forme et l'amplitude du signal subissent des distorsions. Deux lampes de neutrodynage éliminent cet effet parasite.

Un amplificateur différentiel contre-réactionné suivi d'une cathode suiveuse reprend le signal issu du circuit d'allongement et fournit, sous basse impédance, les impulsions à analyser.

Le blocage de la loupe s'effectue selon le système de Rossi. La deuxième lampe de l'amplificateur de la voie linéaire a sa plaque couplée à celle d'un tube qui conduit en permanence. Les signaux de la voie linéaire sont donc arrêtés à cet étage. L'arrivée d'une impulsion (signal de coïncidences triples par exemple) bloque ce tube et permet aux impulsions linéaires de suivre le chemin que nous avons décrit.

7/ La ligne à retard.

Elle a pour fonction de compenser dans la voie de l'amplificateur A_1 le retard que subissent les impulsions dans la voie A_2 . Ce retard est créé dans le sélecteur à une bande et dans le circuit de coïncidences lentes.

C'est une ligne à constantes localisées d'impédance caractéristique 150 Ω et de retard variable de façon discontinue entre 0 et 6 μ s.

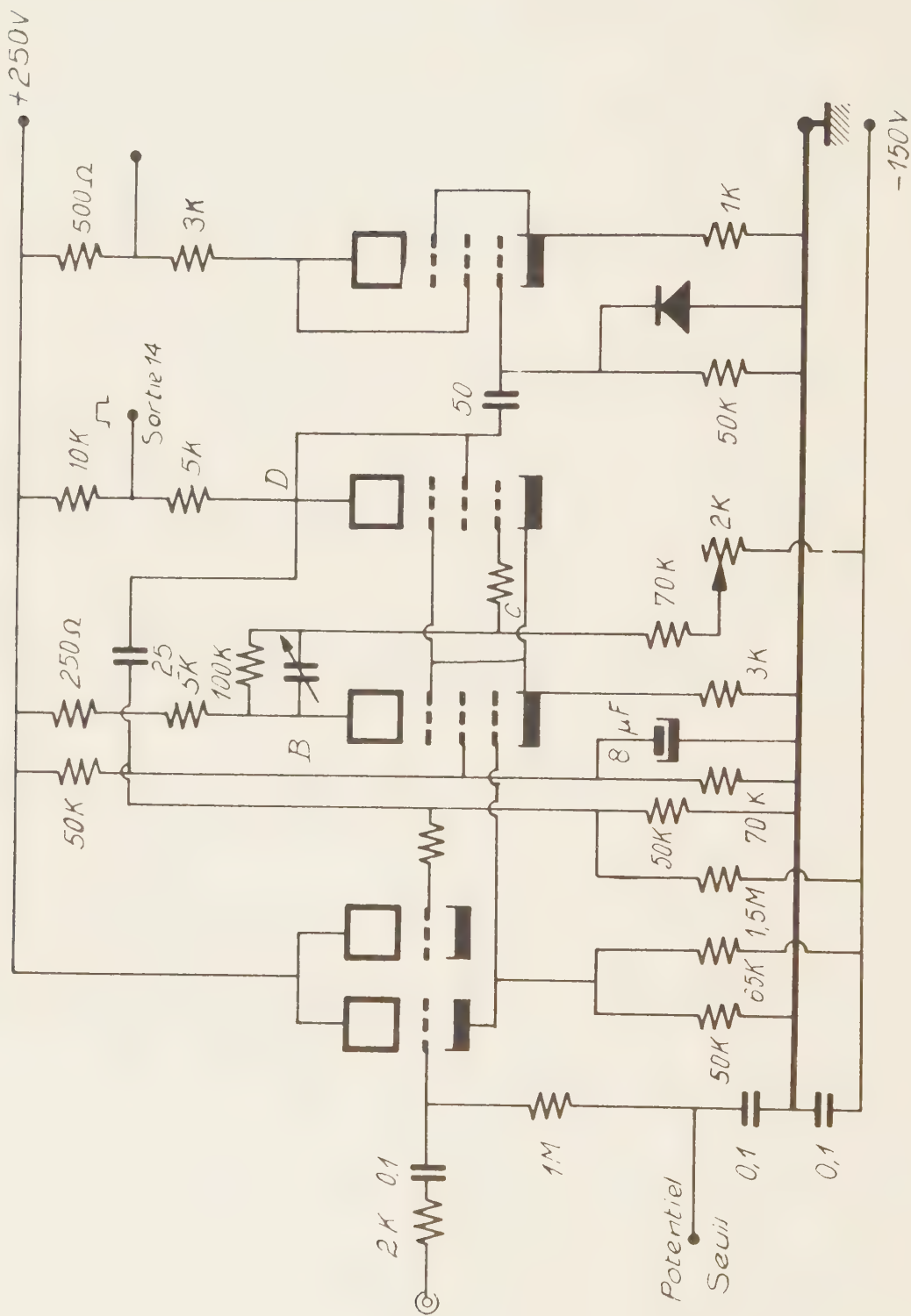


Figure 11 - Le seuil haut du sélecteur à une bande.

8/ Les amplificateurs.

Les amplificateurs de 2 Mc/s et de gain 10 000 ont été construits par le Département d'Electronique du C.E.A. Nous avons seulement remplacé la mise en forme usuelle par une mise en forme faite par des lignes à retard. Ceci permet d'avoir une durée de restitution plus courte et mieux définie, par conséquent d'effectuer sans distorsion d'amplitude des comptages plus rapides.

CHAPITRE III

EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES

Différentes expériences préliminaires ont été effectuées avec l'électronique décrite au chapitre précédent. Elles nous ont permis de vérifier les qualités de nos circuits et de les améliorer. Nous ne citerons que pour mémoire les tests de stabilité et de linéarité pour ne décrire que certaines expériences portant sur les caractéristiques des circuits de coïncidences rapides.

A - COURBES OBTENUES AVEC ^{22}Na .

Le sodium 22 est couramment employé pour l'étude des qualités d'un circuit de coïncidences. Il émet des positions qui, après ralentissement, sont une source commode de rayonnements γ de 510 keV émis deux par deux en sens opposé.

Si la source de ^{22}Na , entourée d'assez de matière pour arrêter les positons émis par elle, est située au centre de symétrie de deux détecteurs gamma identiques placés dans deux directions faisant entre elles un angle de 180° , à chaque photon émis vers le premier compteur correspondra simultanément un autre photon émis vers le second.

Nous avons donc là une source de radiation donnant lieu, avec une excellente efficacité, à des coïncidences de deux rayons γ ayant chacun une énergie de 510 keV.

Si nos photomultiplicateurs et nos circuits de coïncidences n'introduisaient aucune fluctuation en temps et si notre pouvoir de résolution était infiniment court, nous n'aurions de telles coïncidences entre nos deux détecteurs que si les temps mis par les impulsions pour aller des photomultiplicateurs au circuit de coïncidences rapides étaient les mêmes, autrement dit pour un retard nul. En fait, il n'en est pas ainsi et, en mesurant le nombre de coïncidences en fonction du retard d'une voie ou de l'autre, on obtient une courbe décrivant les qualités de nos circuits.

Les retards sont introduits sur chaque voie en modifiant la longueur des câbles coaxiaux amenant les impulsions au circuit de coïncidences rapides. Les câbles utilisés introduisent un retard de $5 \cdot 10^{-9}$ s par mètre.

L'expérience effectuée consiste à placer les seuils du sélecteur à une bande de façon à ce qu'il ne transmette que les impulsions correspondant au pic photoélectrique d'un gamma de 510 keV et à mesurer, pour chaque excès de retard d'une voie de coïncidences rapides par rapport à l'autre, la surface du pic photoélectrique de 510 keV apparaissant en coïncidence sur le sélecteur à 10 canaux.

La courbe en trait plein de la figure 13 a été tracée de cette façon, en utilisant des cristaux de INa (Tl) et un pouvoir de résolution de $2 \cdot 10^{-9}$ s. La largeur à mi-hauteur de cette courbe est de $5 \cdot 10^{-9}$ s. Ses ailes, tracées sur un papier semi-logarithmique, sont presque des droites. Dans cette région, un retard supplémentaire de $8 \cdot 10^{-10}$ s entraîne un taux de comptage moitié.

La courbe en trait interrompu a été obtenue en remplaçant les cristaux de INa (Tl) par des scintillateurs plastiques. L'émission de lumière par ces derniers se fait beaucoup plus rapidement, ce qui entraîne des fluctuations de temps plus courtes. La largeur de la courbe est plus faible ($3,5 \cdot 10^{-9}$ s) et, sur les parties linéaires, un retard supplémentaire de $4 \cdot 10^{-10}$ s entraîne un taux de comptage moitié.

On voit, sur la figure 13 que, pour des impulsions en coïncidences instantanées correspondant au pic photoélectrique de gammas de 510 keV, un pouvoir de résolution de $2 \cdot 10^{-9}$ s entraîne un rendement de coïncidences d'environ 75 %, si on utilise des cristaux d'iodure de sodium (c'est-à-dire que 25 % des coïncidences seront perdues). Avec un pouvoir de résolution de $5 \cdot 10^{-9}$ s, le rendement monte à 98 %.

B - PERIODE DE ^{133}Cs

Nous avons mesuré la période de l'état excité à 85 keV de ^{133}Cs formé par l'émission d'un gamma le 360 keV provenant d'une capture K dans ^{133}Ba .

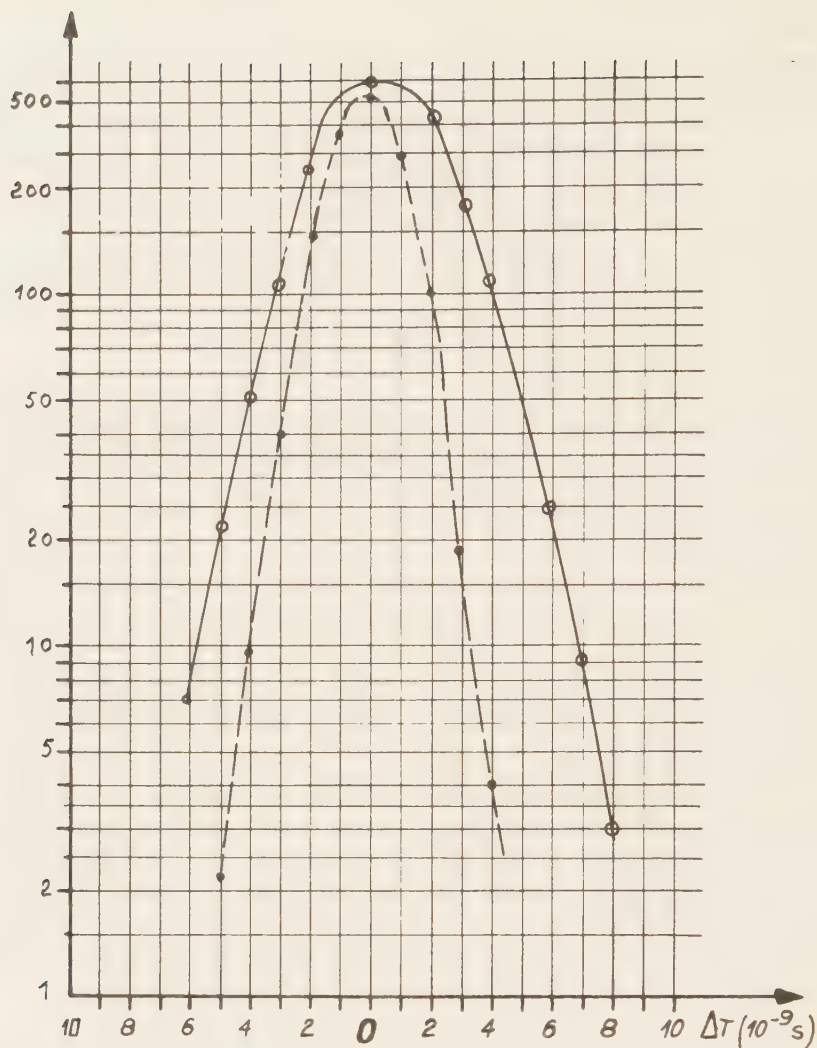


Figure 13 - Coïncidences entre les deux rayonnements de 510 keV provenant de ^{22}Na . Pouvoir de résolution $2 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.
 Courbe en trait plein : cristaux de $\text{NaI}(\text{Tl})$ - Courbe en pointillé : plastiques scintillants.

Le sélecteur à un canal, voie B, laisse passer les impulsions dues à toute l'énergie des gamma de 360 keV. Le sélecteur à dix canaux, voie A, donne aux environs de 85 keV le spectre d'amplitude des impulsions qui coïncident avec les précédentes. Les mesures ont été faites avec $\tau = 4 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

Sur la figure 14, nous avons porté en abscisses la différence entre le retard apporté aux impulsions de B et le retard des impulsions de A. En ordonnées, nous avons porté la surface du pic de 85 keV correspondant à chaque valeur du retard. Le taux de coïncidences fortuites était négligeable. La pente de la partie rectiligne de la courbe nous donne la période cherchée $(6 \pm 0,4) \cdot 10^{-9} \text{ s}$, ce qui est en bon accord avec les résultats trouvés par Graham et Bell (39).

C - PERIODE DE ^{99}Mo

Le schéma de désintégration de ^{99}Mo est indiqué sur la figure 15 (41). Ce corps, de période 67

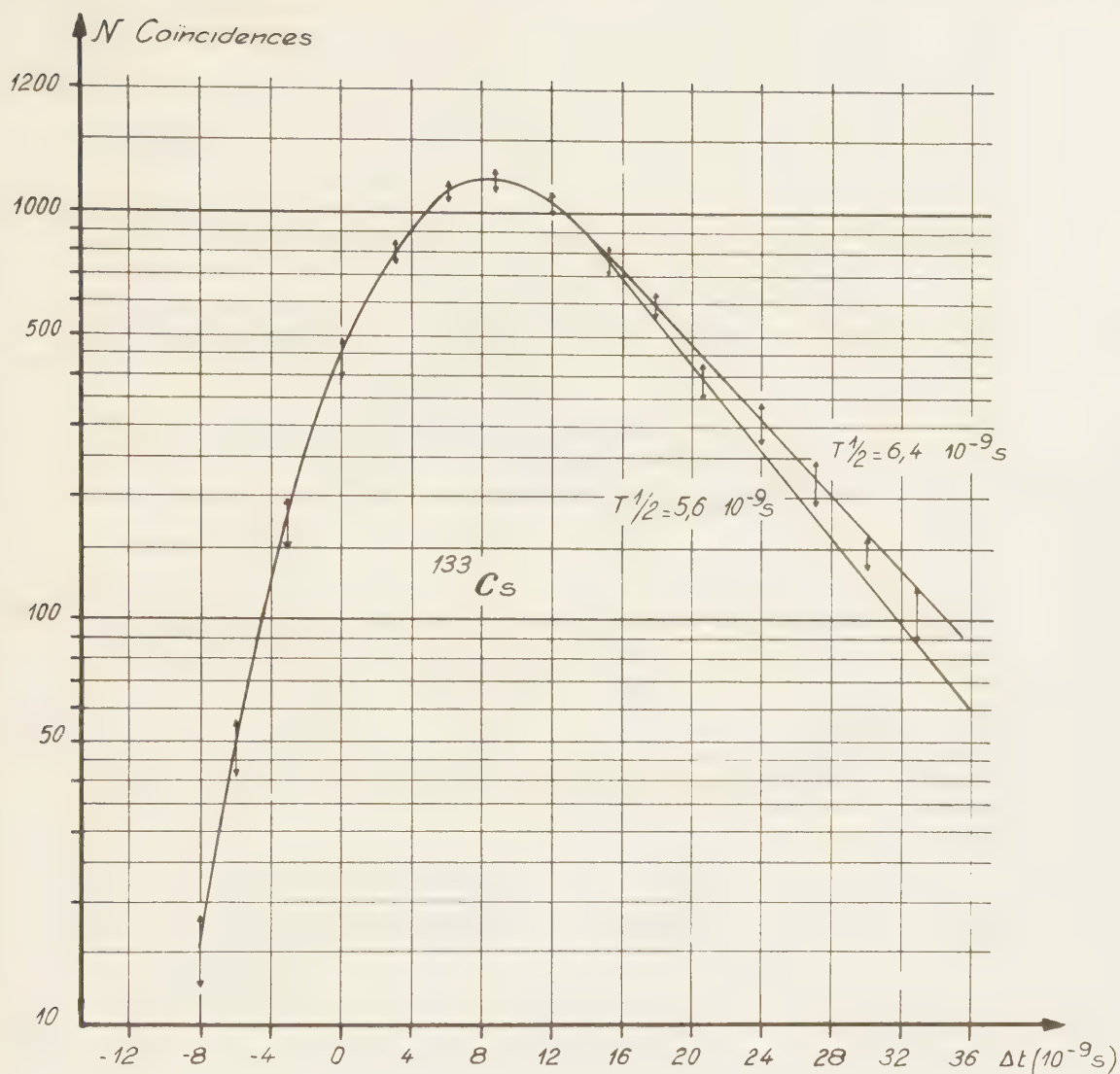


Figure 14 - Période de l'état excité de 85 keV de ^{133}Cs .

heures, est obtenu par irradiation de molybdène naturel, dans un réacteur. Nous avons cherché à déterminer la période de l'état excité de 180 keV.

Un examen du spectre direct dans la région 140-180 keV montre la présence d'un pic large correspondant à deux gammas non résolus.

En coïncidence avec les gammas de 740 keV, on voit cependant apparaître dans cette région deux pics à 140 et 180 keV (figure 16).

On peut s'étonner de voir les deux pics qui ne pouvaient pas être séparés dans le spectre obtenu par mesure directe d'être ici distincts. Cela s'explique par la disparition, en coïncidence, des impulsions créées par les rayonnements de 142 et 140 keV venant de l'état métastable de ^{99}Tc (6 h). Ces derniers étant environ 8 fois plus abondants que les rayonnements venant du niveau de 920 keV de ^{99}Tc , masquent complètement le rayonnement γ de 180 keV. Celui-ci ne se manifeste que par un léger déplacement du maximum du pic et un élargissement de ce dernier.

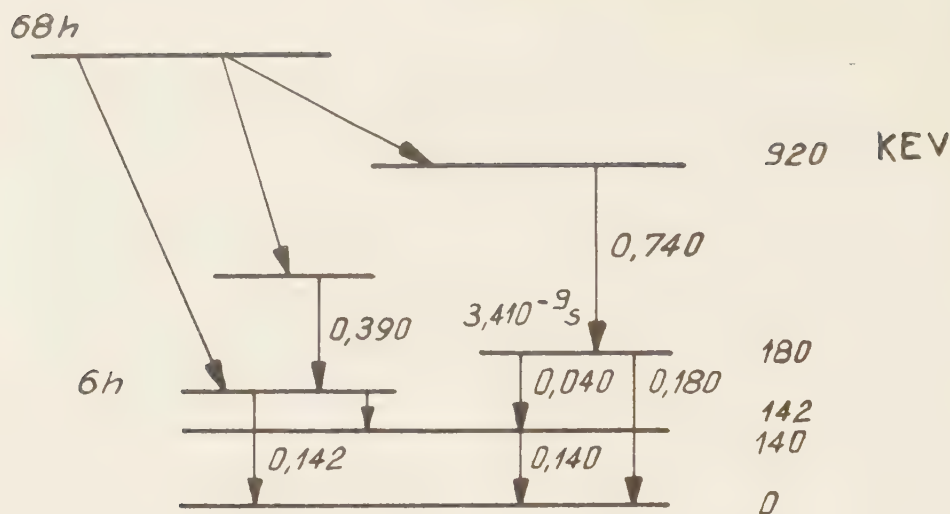


Figure 15 - Schéma de désintégration de ^{99}Mo .

Les mesures ont été faites avec un pouvoir de résolution de $3 \cdot 10^{-9}$ s. Le sélecteur à un canal transmet les impulsions dues à toute l'énergie des gammas de 740 keV. Le sélecteur à dix canaux donne le spectre d'amplitude du aux gammas de 140 et 180 keV. Les pics des deux gamma étant bien séparés, nous avons pu constater que le rapport de leurs surfaces était pratiquement indépendant du retard. Sur la figure 17, nous avons porté en ordonnées la surface totale de ces deux pics. La proportion de fortuites était négligeable.

Nous avons également porté sur cette figure la courbe obtenue avec les gamma d'annihilation des β^+ de ^{22}Na , le sélecteur à une bande étant réglé comme précédemment et le sélecteur à dix canaux enregistrant des impulsions correspondant à une énergie voisine de 160 keV, provoquées par l'effet Compton des rayons gamma de 510 keV. La comparaison des deux courbes montre que les rayonnements de 140 et 180 keV de ^{99}Mo sont bien différés par rapport à celui de 740 keV et qu'il ne s'agit pas d'un retard apparent qui pourrait être du, pour des rayonnements peu énergiques, au mauvais fonctionnement des différents circuits.

Notons que, puisque la proportion de gamma de 140 et 180 keV en coïncidence avec les gamma de 740 keV reste la même quel que soit le retard introduit, l'état de 140 keV a une vie moyenne inférieure à celle de l'état de 180 keV. La période de ce dernier, déduite de la pente de la partie rectiligne du graphique est $(3,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ s.

Les périodes partielles peuvent être calculées à partir du rapport d'embranchement entre les voies de désexcitation 180 et 40-140 keV (41) ainsi que des coefficients totaux de conversion interne des transitions de 40 keV (41) et 140 keV (42). On obtient, pour la transition de 40 keV, une période de quelques 10^{-7} s et, pour la transition de 180 keV, une période légèrement inférieure à 10^{-8} s. Elles correspondent assez grossièrement aux valeurs prévues par Weisskopf pour des transitions respectivement M1 et E2.

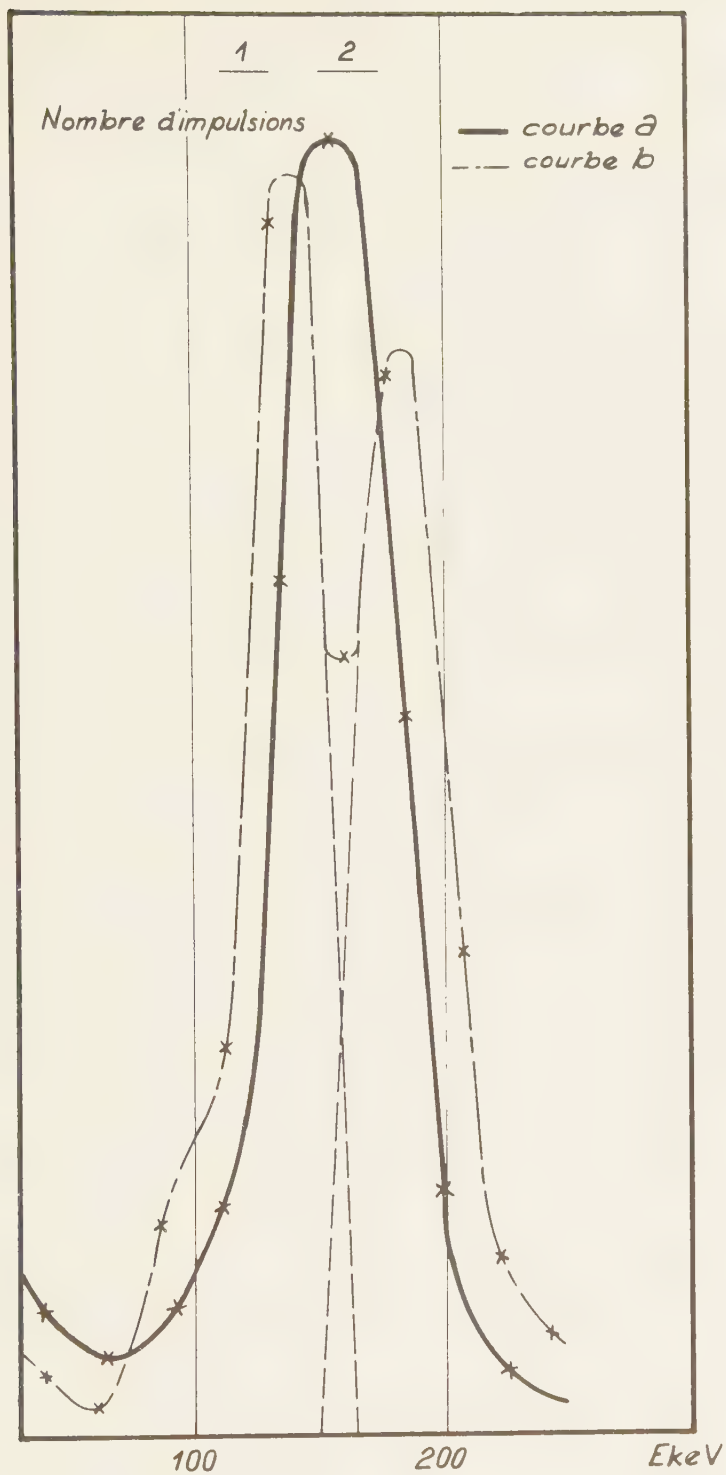


Figure 16 - Examen du spectre émis par ^{99}Mo aux environs de 150 keV.
 Courbe en trait plein : spectre direct - Courbe en pointillé : spectre des rayonnements en coïncidence avec celui de 740 keV.

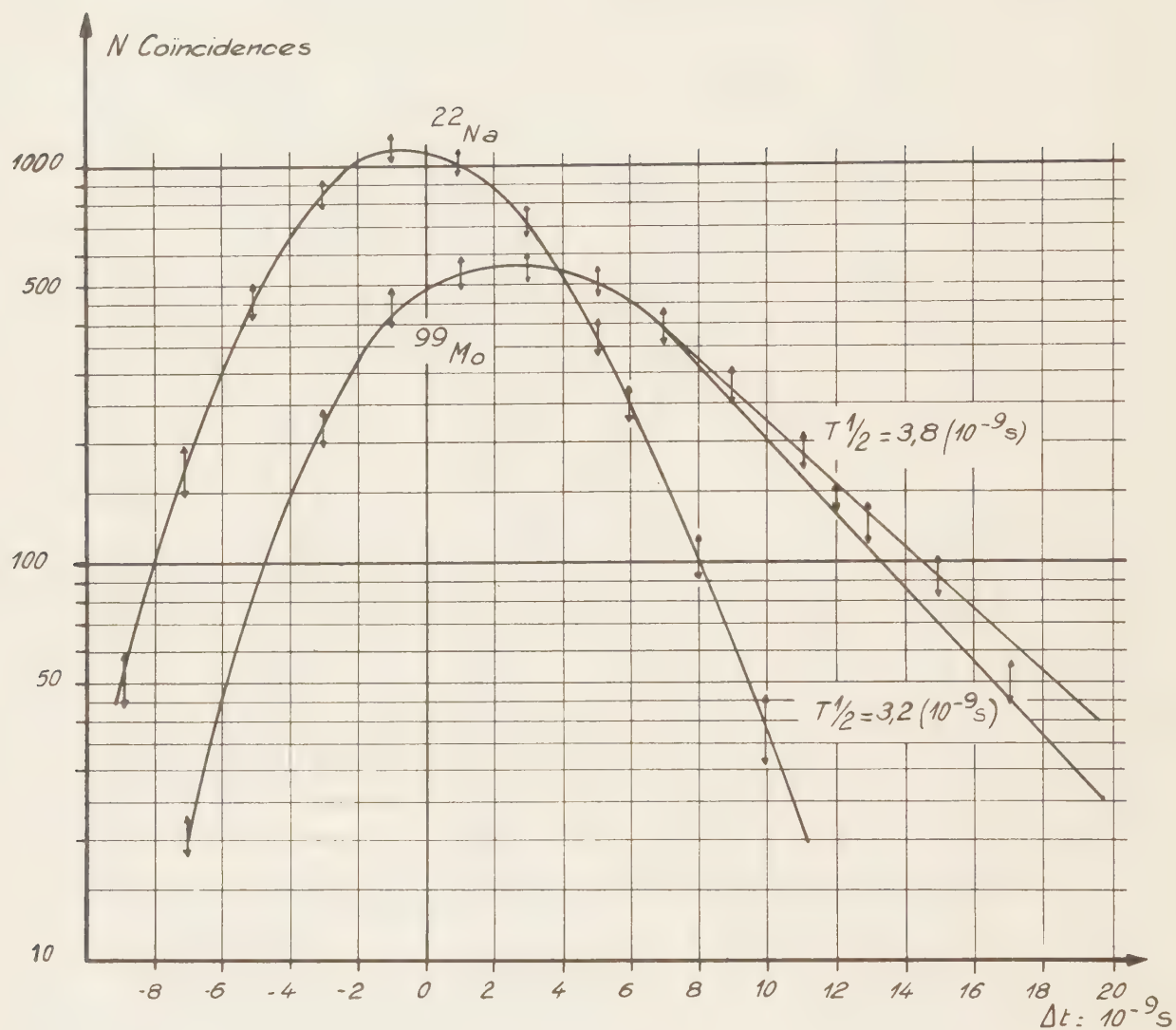


Figure 17 - Période de l'état excité de 180 keV de ^{99}Mo .

CHAPITRE IV

EXPÉRIENCES FAITES AVEC ^{111}Cd

A - CHOIX DU NOYAU RADIOACTIF.

Dans le premier chapitre, nous avons montré que, dans certains cas, la corrélation angulaire de deux rayonnements gamma γ_1 et γ_2 , émis en cascade par un noyau A, présente une fonction de corrélation qui dépend de l'état physico-chimique de la source radioactive, ce qui implique une interaction entre des moments nucléaires et des champs électromagnétiques.

Nous avons également fait remarquer que l'étude de l'anisotropie totale de la cascade de gamma ne permettait pas de mettre en évidence de façon certaine l'interaction responsable et que l'étude de l'anisotropie différentielle s'imposait.

Comment choisir les noyaux sur lesquels ces expériences peuvent être conduites ? Il faut évidemment que le noyau émette une cascade de gamma assez abondante afin que les modes compétitifs de désexcitation puissent être facilement séparés lors de la détection. De plus, l'état intermédiaire B de la cascade doit avoir une vie assez longue pour que l'effet des perturbations extérieures puisse être assez grand.

Le pouvoir de résolution fini de l'électronique utilisée (quelques 10^{-9} s) nous impose également de choisir, pour cet état, une période grande devant 10^{-9} s, afin que l'étude de l'anisotropie différentielle puisse s'effectuer avec quelque précision. Cette période, d'autre part, devra être plus courte que 10^{-6} s, afin que l'on puisse effectuer des expériences en coïncidence sans que le nombre des coïncidences fortuites ne devienne prohibitif. Une période de 10^{-7} s semble un choix tout à fait convenable.

De plus, ayant à étudier un phénomène lié à l'état physico-chimique de la source, on aimerait que le noyau radioactif, avant l'émission de la cascade de rayonnements soit dans un état bien connu. Ceci n'est pas le cas si cette cascade est précédée d'une émission β^- , β^+ ou d'une capture K conduisant à un niveau A de vie brève.

En effet, lors de ces processus, le cortège électronique est violemment perturbé (par exemple dans le cas d'une capture K, il y a émission d'électrons Auger) et, si γ_1 et γ_2 sont émis avant le réarrangement total de celui-ci, les conditions de départ sont mal définies. En outre, sous l'effet de ces mêmes phénomènes, le noyau émetteur peut reculer en ionisant et se trouver au moment de l'émission $\gamma_1 \gamma_2$ dans une position dont les caractéristiques ne seront pas toujours reproductibles d'un noyau émetteur à l'autre.

Il est donc intéressant de choisir un noyau tel que l'émission de la cascade se fasse à partir d'un état isomérique de vie longue. Les phénomènes transitoires évoqués plus haut, éventuellement présents lors de la formation de ce noyau radioactif, auront eu le temps de disparaître lors de l'émission des rayons γ .

C'est pour ces raisons que nous avons choisi d'étudier la cascade de gamma émis par l'état isomérique de ^{111}Cd (figure 2). Sa période relativement longue (48 minutes) permet de se débarrasser de tous les effets parasites transitoires mentionnés ci-dessus et d'étudier sans ambiguïté l'origine de la perturbation des corrélations angulaires.

L'état de 48 minutes de période de ^{111}Cd émet deux gamma d'énergie 149 et 247 keV. La période de l'état intermédiaire est de $8,6 \cdot 10^{-8}$ s. Le spin de l'état fondamental est $1/2 +$ et celui des deux états excités qui nous intéressent : $5/2 +$ et $11/2 -$.

Kraushaar et Pound (32) ont mesuré l'anisotropie totale de la cascade de gamma en utilisant plusieurs composés chimiques et ils ont obtenu des résultats différents selon le composé choisi. C'est le cadmium métallique fondu qui a donné l'anisotropie la plus forte et, dans ce cas, la corrélation angulaire peut s'écrire :

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$$

avec :

$$A_2 = 0,18 \pm 0,01 \quad A_4 = 0 \pm 0,01$$

Ces résultats sont parfaitement compatibles avec l'émission d'une radiation E3 pure, suivie d'un E2 pur, qui donnerait :

$$A_2 = 0,1786 \quad A_4 = -0,0043.$$

B - LA SOURCE.

Il existe huit isotopes stables du cadmium dont les abondances sont indiquées dans le tableau ci-dessous :

A = 106	108	110	111	112	113	114	116
Abondance (%) : 1,22	0,88	12,39	12,75	24,07	12,26	28,86	7,57

Sil'on irradie un mélange naturel de ces isotopes dans un réacteur, on obtient, en plus de l'activité due à $^{111}\text{Cd}^*$, des rayonnements parasites provenant de l'irradiation des isotopes autres que celui de masse 110. Un examen des valeurs des énergies de ces rayonnements montre qu'il est nécessaire de les éliminer en grande partie en travaillant avec du cadmium enrichi en ^{110}Cd .

L'enrichissement isotopique a été effectué par Monsieur Cassagnol, au Séparateur d'Isotopes de Saclay et nous avons obtenu 12 mg de cadmium enrichi dont la composition isotopique était :

A	106	108	110	111	112	113	114	116
Abondance % < 0,1	0,1	81,7	6,7	8	1,5	1,9	0,1	

L'intérieur du séparateur d'isotopes et particulièrement les lèvres définissant les faisceaux sont en cuivre et les atomes de cadmium frappant ces dernières arrachent et entraînent avec eux des atomes de cuivre si bien qu'il y avait environ 3 % d'atomes de cuivre dans le cadmium 110 recueilli.

Par irradiation à la pile, le cuivre 63 dont l'abondance naturelle est de 69 % donne du cuivre 64, de période 12,8 heures, émetteur β^+ de 660 keV d'énergie maximum. La présence de ces β^+ rend délicate une mesure précise de l'anisotropie totale. En effet, la fraction de ces derniers qui s'arrête dans la source elle-même entre en interaction avec un électron négatif pour donner deux rayons gamma de 510 keV, émis en directions opposées. L'existence de ces gamma entachera d'erreur une mesure de l'anisotropie totale des gamma émis par $^{111}\text{Cd}^*$, car ils tendront à augmenter le taux de coïncidences à 180° , laissant inchangé celui à 90° .

La présence de sélecteurs d'énergie, réglés de façon à n'accepter les impulsions que si elles correspondent à l'énergie des pics photoélectriques des gamma de $^{111}\text{Cd}^*$ n'éliminera qu'en partie ce phénomène parasite car les gamma de 510 keV peuvent donner lieu, par effet Compton dans les cristaux scintillants détecteurs, à des impulsions de cette énergie.

Il ne nous a pas été possible d'éliminer complètement le cuivre ainsi introduit par séparation chimique ; si celle-ci avait été tout à fait satisfaisante, elle aurait amené la perte d'une partie non négligeable du ^{110}Cd séparé. Mais nous verrons par la suite que l'erreur ainsi introduite ne modifie pas la validité des conclusions.

Pour obtenir une perturbation sensible de la corrélation angulaire, il faut, non seulement, que l'état intermédiaire ait une vie assez longue, ce qui est le cas pour ^{111}Cd , mais aussi, si la théorie d'Abraham et Pound est correcte, que les gradients de champs électriques présents dans la source soient élevés. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser notre cadmium séparé sous forme d'un sulfate.

Le sulfate de cadmium est, en effet, un corps de structure rhomboédrique et la faible symétrie de ces cristaux laisse présager des gradients électriques assez forts. De plus, ni le soufre ni l'oxygène ne donnent, après capture d'un neutron lent, d'activité parasite gênante pour nos mesures.

Le cadmium enrichi était recueilli dans le séparateur d'isotopes sur un support de nickel. Une attaque superficielle par de l'acide nitrique permettait de le faire passer en solution. Il était ensuite précipité par SH_2 en milieu acide, filtré, dissous par ClH et précipité à nouveau par SH_2 . Après filtration et dissolution dans ClH , le cadmium était précipité par SH_2 dans un milieu contenant CNK, afin d'effectuer une séparation cadmium-cuivre. Le précipité dissous dans ClH était ensuite évaporé à sec puis repris par SO_4H_2 . Après calcination à 350° , on obtenait ainsi SO_4Cd .

Le sulfate de cadmium obtenu était réparti en plusieurs petits sachets faits de polythène mince. Chaque sachet contenait environ 3 mg de sulfate et était fermé par collage avec un chalumeau à air chaud. Ces sachets étaient ensuite irradiés à la pile. L'activité des sachets, quoique non négligeable, n'a jamais été une gêne sérieuse pour nos expériences.

C - L'APPAREILLAGE DE CORRELATION ANGULAIRE.

Les deux photomultiplicateurs, des EMI 6 260, étaient surmontés de deux cristaux d'iodure de sodium activés au thallium de 2,5 cm de longueur et de 2,5 cm de diamètre.

Une bague en laiton s'emboîtant sur le photomultiplicateur et le cristal rendait ces deux parties solidaires. Un de ces ensembles était placé horizontalement dans un tube de laiton fixé à une plaque de duralumin horizontale qui pouvait tourner autour d'un axe vertical. La distance du cristal de INa à cet axe pouvait être modifiée.

La source radioactive était centrée sur cet axe. L'autre ensemble, identique au premier, était fixe. Des graduations permettaient de lire l'angle entre les directions des deux détecteurs et la distance de la source à chacun d'eux.

Un simple morceau de papier noir assurait l'étanchéité à la lumière de la partie avant des cylindres contenant les photomultiplicateurs. Une plaque de bakélite, maintenue par une couronne vissée sur le tube et supportant le culot du photomultiplicateur jouait le même rôle à l'arrière. Les triggers rapides étaient fixés directement à ces ensembles afin de diminuer la longueur des connexions reliant les dernières dynodes des photomultiplicateurs aux lampes d'entrée de ces derniers.

Les corrections géométriques dues aux angles solides finis ont été déterminées en utilisant un faisceau collimaté de rayons gamma émis par ^{114}In (d'énergie 190 keV) selon la méthode de Lawson et Frauenfelder (43).

Cette méthode permet de déterminer expérimentalement les angles solides sous lesquels la source radioactive voit les détecteurs et de calculer l'effet de ces angles solides finis sur la fonction de corrélation.

D - LES MESURES.

Le photomultiplicateur fixe détectait les rayons gamma de 146 keV. Un sélecteur à une bande choisissait les impulsions correspondant au pic photoélectrique de ces rayonnements. Le photomultiplicateur mobile comptait les gamma de 247 keV et était associé à un sélecteur à dix canaux qui analysait, en coïncidence instantanée ou différée avec le premier détecteur, les impulsions correspondant au pic photoélectrique de ces gamma.

Le pouvoir de résolution des coïncidences rapides était de $5 \cdot 10^{-9}$ s.

Les sachets de polythène contenant SO_4 ^{110}Cd étaient irradiés pendant 30 minutes à la pile de Chatillon, puis placés après environ 10 minutes au centre de l'appareil de corrélations angulaires. Après chaque irradiation, les mesures duraient environ une heure. Les deux détecteurs faisaient entre eux un angle de 90° ou de 180° . Cet angle était changé toutes les six minutes afin de compenser d'éventuelles dérives de l'électronique. La distance des cristaux de INa à la source était de 5 cm.

Nous disposions de cinq sachets de SO_4 ^{110}Cd . Ils étaient activés à tour de rôle afin de laisser décroître l'activité parasite et de ne pas accumuler par irradiations successives l'activité due au cuivre.

Des corrections dues à la présence de gamma d'annihilation des β^+ ont dû être apportées aux mesures d'anisotropie totale ou d'anisotropie différentielle à retard nul. Pour ce faire, nous avons examiné avec le sélecteur à dix canaux, le nombre des impulsions de 510 keV qui étaient en coïncidence avec des impulsions de 150 keV environ, provenant de l'effet Compton de gamma d'annihilation. Connaissant, d'autre part, la forme du spectre dû à des gamma de 510 keV, il était facile d'en déduire la contribution de ces rayonnements aux coïncidences correspondant aux énergies des rayons gamma de ^{110}Cd .

Le nombre de coïncidences fortuites était calculé en mesurant le nombre d'impulsions sur chaque voie. Le rapport vraies/fortuites a toujours été supérieur à 5, cette valeur n'étant atteinte que pour un retard de $6,5 \cdot 10^{-8}$ s.

L'équilibrage en temps du circuit était vérifié en mesurant, comme nous l'avons déjà indiqué, la courbe de coïncidences différées dues aux gamma d'annihilation des β^+ provenant de ^{22}Na .

Le pouvoir de résolution se mesure aisément en comptant le nombre de coïncidences provoquées par l'irradiation indépendante des deux détecteurs.

Les mesures d'anisotropie différentielle ont été faites avec des retards variant de 0 à $6,5 \cdot 10^{-8}$ s.

E - LES RESULTATS (44).

La courbe obtenue est reproduite sur la figure 18. Nous n'avons pas fait de correction d'angle solide fini. Le fait le plus important est son caractère oscillatoire. De plus, aux erreurs expérimentales près, la hauteur des trois maxima est égale et ils sont équidistants. Ceci est parfaitement en accord avec ce que l'on doit attendre d'une interaction statique.

Si l'on suppose que l'interaction est quadrupolaire, et la forme de la courbe est tout à fait compatible avec cette hypothèse, on peut déduire de l'intervalle de temps séparant deux maxima consécutifs la valeur Δv_0 de l'interaction dans l'état intermédiaire de spin $5/2$.

En effet, d'après ce que nous avons vu au premier chapitre :

$$\Delta v_0 = eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} / h = \frac{6,7}{T} = 210 \pm 35 \text{ Mc/s},$$

T étant l'intervalle de temps séparant deux maxima consécutifs. Dans notre cas $T = (3,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-8} \text{ s}$.

Nous avons également montré comment l'on pouvait passer des coefficients $G_{2k}(t)$ aux coefficients G_{2k} , c'est-à-dire comment on pouvait calculer l'atténuation de la corrélation angulaire totale connaissant Δv_0 .

Sachant que la corrélation angulaire non perturbée (32) peut s'écrire :

$$W(\theta) = 1 + 0,18 P_2(\cos \theta)$$

et que l'interaction quadrupolaire est de $210 \pm 35 \text{ Mc/s}$, on peut en déduire que la corrélation angulaire perturbée sera donnée par :

$$W(\theta) = 1 + 0,18 G_2 P_2(\cos \theta)$$

avec :

$$G_2 = 0,2007 \pm 0,0003.$$

La valeur limite $G_{2 \text{ lim}}$, correspondant au "cœur dur", étant :

$$G_{2 \text{ lim}} = \frac{1}{4k+1} = 0,2000$$

L'anisotropie doit donc être, dans notre cas,

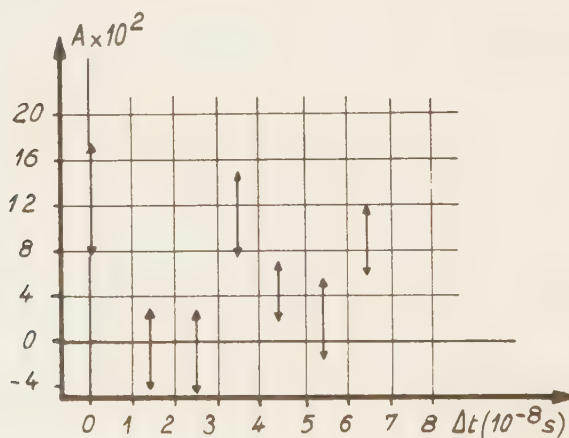


Figure 18 - Variation de l'anisotropie de la corrélation angulaire des rayonnements émis par $^{111}\text{Cd}^*$ en fonction du retard. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques.

$$A = \frac{W(180) - W(90)}{W(90)} = 0,0552 \pm 0,0001,$$

alors que dans le cas d'une interaction infiniment forte correspondant au "cœur dur", elle serait égale à 0,0550.

On voit immédiatement que, du fait même de l'existence du "cœur dur", l'anisotropie est très peu sensible à l'intensité de l'interaction quadrupolaire dès que celle-ci est forte, c'est-à-dire dès que le temps séparant deux maxima consécutifs est comparable à la vie moyenne de l'état intermédiaire.

Dès que l'interaction quadrupolaire est supérieure à 50 Mc/s environ, une mesure de l'anisotropie totale ne peut donc pas donner une valeur précise de l'interaction quadrupolaire et il faut, pour l'obtenir mesurer l'anisotropie différentielle.

Nous avons effectué une mesure d'anisotropie en utilisant un pouvoir de résolution de 4.10^{-7} s. On obtient ainsi, à 1% près environ, une valeur de l'anisotropie totale. La valeur obtenue, après avoir tenu compte de la correction due aux angles solides finis, est $A = (6,6 \pm 1,5).10^{-2}$. Elle est en bon accord avec la valeur théorique.

Ceci constitue une présomption très forte en faveur du caractère quadrupolaire des interactions. En effet, toute autre interaction statique donnerait fort probablement une courbe d'anisotropie différentielle d'une autre forme et la valeur théorique de l'anisotropie totale déduite du temps séparant deux maxima consécutifs serait différente.

Le caractère statique des interactions dans l'état intermédiaire a été confirmé par l'expérience suivante. Nous avons mesuré l'anisotropie différentielle pour des retards compris entre 3 et 7.10^{-7} s en utilisant un pouvoir de résolution de 2.10^{-7} s. La valeur trouvée $A = (7 \pm 3).10^{-2}$, comparable à la valeur théorique de l'anisotropie totale montre bien le caractère périodique de l'anisotropie différentielle.

Dans toutes les expériences précédentes, la précision des mesures est assez faible. Ceci tient à la vie moyenne courte de l'état isomérique, nécessitant de fréquentes irradiations suivies d'un temps de mesure relativement bref.

C'est pourquoi il n'est pas possible de comparer de façon précise la forme de la courbe d'anisotropie différentielle avec la forme théorique.

Cependant, nous avons pu mettre en évidence le caractère statique des interactions et la parfaite comptabilité de la courbe d'anisotropie différentielle et de la valeur de l'anisotropie totale avec la théorie d'Abraham et Pound.

De plus, la méthode que nous avons utilisée est susceptible de donner des valeurs assez précises de l'interaction quadrupolaire. Cette interaction est essentiellement le produit de deux quantités : le moment quadrupolaire Q du noyau et le gradient de champ électrique présent $\partial^2 V / \partial z^2$. La connaissance d'une de ces quantités permettrait donc la détermination de la seconde. Malheureusement, la théorie de l'état solide n'est pas actuellement capable de fournir des valeurs quelque peu précises de $\partial^2 V / \partial z^2$. Lorsque ceci sera possible, on pourra en déduire des valeurs de moment quadrupolaire d'états nucléaires excités.

Une autre possibilité est la comparaison des interactions quadrupolaires du même noyau radioactif ^{111}Cd inclus dans différents composés chimiques. On peut ainsi mesurer les valeurs relatives de $\partial^2 V / \partial z^2$ dans ces différents composés.

Dès que sera connue une méthode tant soit peu satisfaisante de calcul de $\partial^2 V / \partial z^2$, il sera très intéressant de comparer ses prédictions avec les résultats que l'on peut obtenir par la méthode des corrélations angulaires différées.

CHAPITRE V

EXPÉRIENCES FAITES AVEC ^{111}In

A - BUT DE CES EXPERIENCES.

Comme nous l'avons montré précédemment, l'étude de l'anisotropie différentielle des rayons gamma émis par l'état isomérique de 48 minutes de ^{111}Cd nous a permis de mettre en évidence le caractère statique des interactions et le très bon accord des phénomènes observés avec la théorie des interactions quadrupolaires.

Cependant, deux questions restaient encore à étudier :

1/ Existe-t-il un accord satisfaisant entre la forme expérimentale de la courbe représentant l'anisotropie différentielle et celle prévue théoriquement par Abragam et Pound ?

2/ Comment se fait-il que certains auteurs, effectuant des mesures d'anisotropie totale avec des composés polycristallins de ^{111}In , aient obtenu des valeurs du coefficient d'atténuation G_2 inférieures à la valeur limite prévue par la théorie du "cœur dur" ?

Nous avons donc repris, avec ^{111}In , les études décrites précédemment.

Le schéma de désintégration de ce corps est bien connu (figure 2). Après capture K, il y a essentiellement émission de deux gammas en cascade, d'énergie 172 et 247 keV. L'état intermédiaire de cette cascade, de spin 5/2, est le même que celui qui est obtenu dans la désintégration du niveau isomérique de ^{111}Cd .

La période de ^{111}In est de 65 heures, ce qui rend l'utilisation de ce radioélément pour des mesures longues beaucoup plus aisée que celle de ^{111}Cd .

B - LES SOURCES RADIOACTIVES.

Ce radioélément était produit par irradiation d'une cible de cadmium par des protons de 7 MeV (cyclotron de Zürich) ou des deutons de 6 MeV (cyclotron du Collège de France).

L'indium radioactif était ensuite séparé chimiquement du cadmium. Pour ce faire, on attaque la cible par de l'acide nitrique concentré dans lequel elle se dissout. On ajoute un peu de InCl_3 comme entraîneur, puis on verse de l'ammoniaque dans la solution. Il se forme alors les hydroxydes $\text{In}(\text{OH})_3$ et $\text{Cd}(\text{OH})_2$. Sous l'effet d'un excès d'ammoniaque, $\text{Cd}(\text{OH})_2$ passe en solution et, par chauffage, il se forme un précipité blanc de $\text{In}(\text{OH})_3$ que l'on centrifuge. On recommence alors l'opération en dissolvant $\text{In}(\text{OH})_3$ dans de l'acide nitrique concentré et on le précipite par l'ammoniaque.

En répétant une troisième fois cette purification, on obtient une excellente séparation de l'indium et du cadmium. On lave ensuite le précipité de $\text{In}(\text{OH})_3$ avec de l'eau distillée. Les sources de In_2O_3 ont été obtenues en chauffant l'hydroxyde sous un courant d'air à 900°. L'indium métallique s'obtient aisément par électrolyse d'une solution de $\text{In}(\text{OH})_3$ dans NO_3H .

C - LES MESURES.

L'appareillage de corrélations angulaires était le même que celui utilisé pour les expériences faites sur ^{111}Cd . Cependant, comme nous allons le voir par la suite, nous avons été amenés à introduire des retards allant jusqu'à $4,3 \cdot 10^{-7}$ s, c'est-à-dire plus de trois fois la vie moyenne de l'état intermédiaire de la cascade de gammas.

Dans ces conditions, le taux de comptage est extrêmement faible et il faut un temps de mesure considérable pour obtenir une statistique convenable. Nous avons donc doublé une partie de notre appareillage électronique afin de mesurer simultanément l'anisotropie différentielle pour des retards différents.

Les impulsions sortant des circuits rapides attaquaient en parallèle deux circuits de coïncidences

rapides différées, analysant chacun un retard différent. Le signal issu de l'un de ces circuits, mis en coïncidence lente avec le signal sortant du sélecteur à une bande lié au photomultiplicateur 1, allait, comme nous l'avons déjà expliqué, débloquent la loupe précédant le sélecteur à dix canaux lié au photomultiplicateur 2.

A ce sélecteur à une bande et à cette loupe était adjoit un second élément identique, mis en parallèle et ces derniers étaient attaqués par le deuxième circuit de coïncidences rapides de la même façon que plus haut.

Nous ne disposons cependant pas d'un autre sélecteur à dix canaux qui nous aurait permis de doubler complètement notre installation. Un sélecteur à une bande remplissait cet office.

Dans le montage ainsi décrit, le rôle du sélecteur à dix canaux est de mesurer le nombre d'impulsions dans un pic (pic photoélectrique en l'occurrence) et ceci, d'une façon précise, en déduisant le bruit de fond obtenu en interpolant celui que l'on mesure avant et après le pic lui-même. Ce bruit de fond est causé, par exemple, par l'effet Compton de rayons gamma d'énergie supérieure.

Le sélecteur à dix canaux joue un rôle indispensable lorsqu'on analyse le spectre direct des impulsions sortant d'un photomultiplicateur ou lorsqu'on travaille en coïncidences instantanées, plusieurs gamma pouvant alors être en coïncidence avec ceux analysés par le sélecteur à une bande.

Cependant, seuls, les deux rayonnements de 172 et 247 keV donnent lieu à des coïncidences différées (c'est-à-dire à des signaux dont l'écart en temps est plus grand que le pouvoir de résolution du circuit de coïncidences) et une simple échelle peut remplacer le sélecteur à dix canaux.

Un sélecteur à une bande est, malgré tout, préférable car, en analysant uniquement le domaine d'énergie où le nombre d'impulsions en coïncidences est grand (pic photoélectrique), il permet d'augmenter le rapport des coïncidences vraies aux coïncidences fortuites.

Nous effectuons donc deux mesures d'anisotropie différentielle en même temps. Une de ces mesures concernait toujours les retards grands (supérieurs à $3 \cdot 10^{-7}$ s dans le cas des expériences faites avec ^{111}In métallique) afin d'obtenir une statistique satisfaisante en dépit des taux de comptage faibles qu'entraînent des retards importants.

Les expériences que nous avons effectuées sur des sources radioactives de ^{111}In métallique, de $^{111}\text{In}(\text{OH})_3$ et de $^{111}\text{In}_2\text{O}_3$ ont nécessité plus de 1 500 heures de comptage. Elles avaient lieu de façon continue pendant des périodes de une à deux semaines. Toutes les demi-heures ou toutes les heures, l'angle que faisaient entre elles les directions des deux détecteurs était changé.

Toutes les trois ou quatre heures, la constance du gain des chaînes d'amplification linéaire était vérifiée. Si besoin était, les seuils des différents sélecteurs étaient modifiés pour tenir compte de sa variation. Toutes les huit heures environ, l'équilibrage des circuits de coïncidences rapides, le fonctionnement correct des triggers, le bon fonctionnement des coïncidences lentes et du circuit de déblocage de la loupe étaient examinés. De plus, au cours des mesures, des échelles de 1 000 permettaient de compter en permanence le nombre d'impulsions sortant des circuits les plus délicats.

En effet, les seules variations de température au cours d'une période de 24 heures peuvent causer des variations fâcheuses des caractéristiques des circuits électroniques et il était nécessaire de pouvoir rapidement les détecter et les compenser.

Nous avons soigneusement examiné les répercussions de ces variations sur le résultat d'une mesure d'anisotropie différentielle. Des critères ont été établis, permettant de fixer la valeur maximum de ces dernières compatible avec une précision donnée des expériences, ce qui nous a conduit à rejeter environ 5 % des mesures effectuées.

Nous estimons ainsi que les erreurs purement statistiques sont au moins deux fois plus grandes que celles dues aux dérives des circuits.

D - RESULTAT DES MESURES FAITES AVEC ^{111}In METALLIQUE (45).

La corrélation angulaire maximum des gamma émis par ^{111}In peut s'écrire (26) :

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos \vartheta)$$

avec $A_2 = 0,175 \pm 0,01$, ce qui donne une anisotropie $A = -0,245 \pm 0,015$.

Cette valeur maximum est obtenue en mesurant l'anisotropie de la cascade à l'aide de Cl_3In dissous dans un mélange en proportions variables d'eau et de glycérine. On obtient ainsi une courbe donnant la valeur de A en fonction de la viscosité du liquide et l'on extrapole les résultats à viscosité nulle.

La même valeur de A est obtenue (32) avec une source d'indium métallique fondu. Les autres sources radioactives solides polycristallines donnent des valeurs plus faibles de A et, selon la théorie d'Abragam et Pound, la corrélation angulaire doit alors s'écrire :

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 G_2 P_2(\cos \vartheta)$$

G_2 étant un facteur d'atténuation qui ne peut, à cause de la présence du "cœur dur", être inférieur à 0,2. Cependant, nous avons déjà dit que divers auteurs ont mesuré des coefficients G_2 très inférieurs à cette limite (24).

L'indium est un corps de structure tétragonale. A l'emplacement des noyaux, il règne un gradient de champ électrique à symétrie axiale et nous devons nous attendre à mettre en évidence des effets perturbateurs en mesurant l'anisotropie différentielle.

Nous avons effectué cette mesure avec un pouvoir de résolution de $5 \cdot 10^{-9}$ et des retards variant de 0 à $43 \cdot 10^{-8}$ s. Les résultats sont indiqués sur la figure 19.

La valeur de l'anisotropie différentielle pour un retard nul est de $(20,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$. Si l'on corrige cette valeur en tenant compte des angles solides finis (43) et de la dispersion en temps de notre circuit de coïncidences rapides, on trouve $A = (23 \pm 1,5) \cdot 10^{-2}$. Cette valeur est en parfait accord avec la valeur maximum de l'anisotropie mesurée dans le cas de certaines sources liquides.

Ceci est tout à fait normal. En effet, les perturbations, quelles qu'elles soient, agissent d'autant plus qu'elles s'exercent plus longtemps et, à retard nul, leur effet est nul pour un circuit idéal.

Nous avons également effectué une mesure d'anisotropie en utilisant un pouvoir de résolution de $4 \cdot 10^{-7}$ s. On obtient ainsi, à 1 % près, une valeur de l'anisotropie totale. La valeur trouvée, compte tenu des corrections des effets d'angle solide fini, est de $A = 0,07 \pm 0,01$ et correspond à $G_2 = 0,28 \pm 0,04$, ce qui est en accord avec divers auteurs (28) (30).

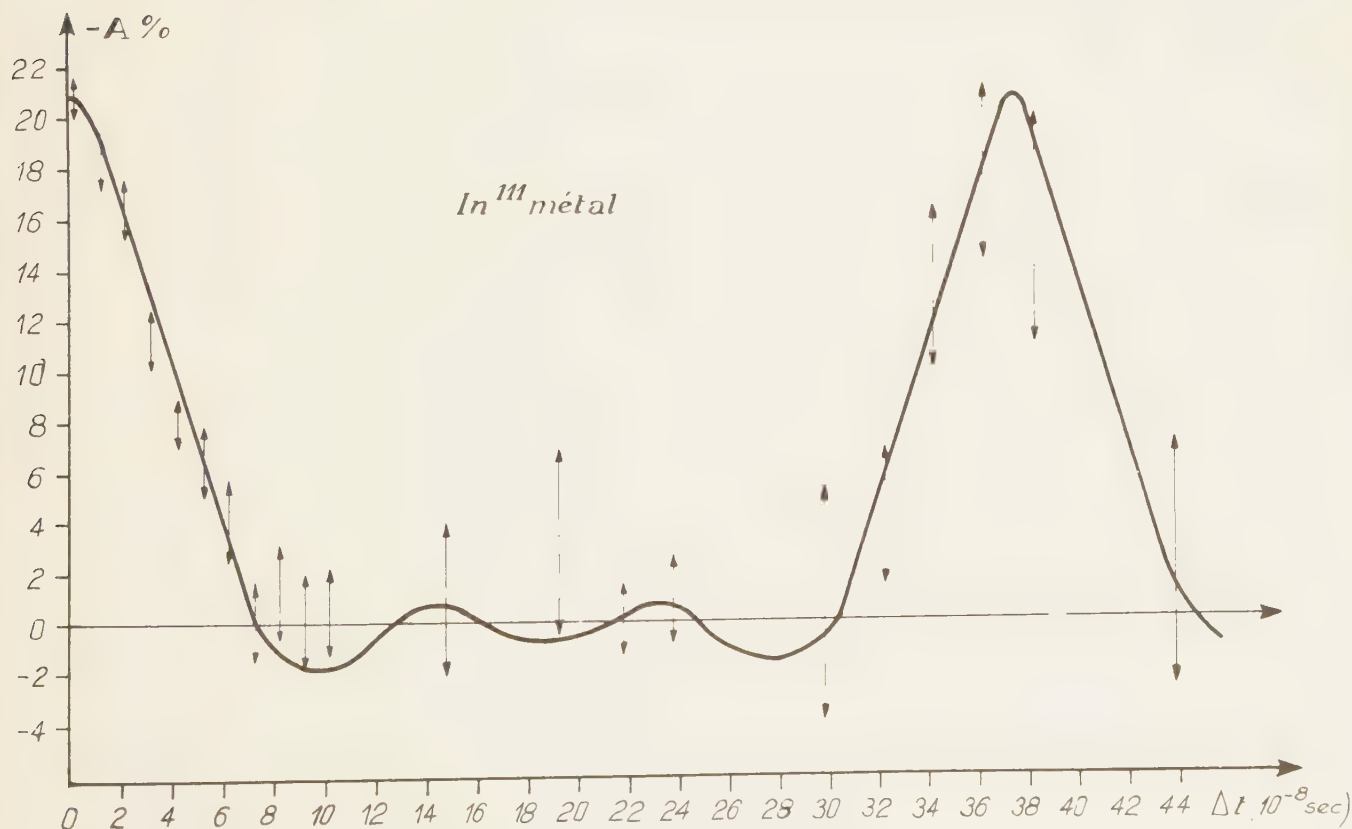


Figure 19 - Variation de l'anisotropie de la corrélation angulaire des rayonnements émis par ^{111}In en fonction du retard. La courbe en trait plein est la courbe théorique déduite de la mesure de l'anisotropie totale. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques.

Connaissant avec certitude l'anisotropie maximum (non perturbée) et la valeur du coefficient G_2 pour de l'indium métallique polycristallin, on peut en déduire, selon la théorie des interactions quadrupolaires, la courbe de l'anisotropie différentielle. Cette courbe est tracée sur la figure 19. Nous avons utilisé la valeur $G_2 = 0,28$.

L'accord entre la courbe théorique et les points expérimentaux est remarquablement bon et nous pouvons maintenant affirmer que la forme de la courbe d'anisotropie différentielle est en parfait accord avec celle donnée par la théorie d'Abragam et Pound.

De cette courbe, on peut déduire que la fréquence d'interaction quadrupolaire $\Delta\nu_0 = \frac{20}{3T}$, T étant l'intervalle de temps séparant deux maxima, est de $18 \pm 0,7$ Mc/s, T étant égal à $(37 \pm 1,5) \cdot 10^{-8}$ s.

Les expériences des physiciens de Zürich qui mesuraient l'anisotropie totale de cette cascade en fonction de l'orientation des axes d'un monocristal par rapport aux deux détecteurs donnent, si elles sont interprétées selon la théorie d'Abragam et Pound, une valeur $\Delta\nu_0 = 13,8 \pm 0,15$ Mc/s (35).

Cependant, leur méthode est beaucoup plus indirecte que la nôtre. Elle fait intervenir de façon critique le pouvoir de résolution de leur circuit et la nature détaillée des transitions. Notre expérience, au contraire, est une mesure directe de l'interaction quadrupolaire et fournit sa fréquence sans ambiguïté.

E - RESULTAT DES MESURES FAITES AVEC In_2O_3 ET $\text{In}(\text{OH})_3$ (45).

Il restait encore à élucider le fait que certains auteurs aient trouvé des valeurs du coefficient d'atténuation G_2 inférieures à la valeur limite correspondant au "cœur dur". Comme nous l'avons déjà vu, ce fait est en complète contradiction avec ce que l'on doit attendre de la théorie des interactions quadrupolaires statiques dans le cas d'une source polycristalline.

Nous avons répété le même type d'expérience que précédemment sur des sources de In_2O_3 et $\text{In}(\text{OH})_3$. Ces composés ont une structure cubique et, en principe, les gradients de champ électrique à l'emplacement d'un noyau de ^{111}In sont nuls. Par conséquent, nous ne devrions pas avoir d'interaction quadrupolaire, l'anisotropie devrait être maximum, correspondant à $G_2 = 1$ et la valeur de l'anisotropie différentielle en fonction du retard devrait être constante. Les mesures d'anisotropie totale faites avec un pouvoir de résolution de $4 \cdot 10^{-7}$ s nous ont donné :

$$A = -0,055 \pm 0,008 \text{ pour } \text{In}_2\text{O}_3,$$

$$A = -0,035 \pm 0,005 \text{ pour } \text{In}(\text{OH})_3,$$

ce qui correspondrait, selon la théorie des interactions statiques quadrupolaires, à :

$$G_2(\text{In}_2\text{O}_3) = 0,21 \pm 0,05$$

$$G_2(\text{In}(\text{OH})_3) = 0,13 \pm 0,03,$$

alors que la valeur limite est $G_2 = 0,20$.

Les courbes d'anisotropie différentielle sont tracées sur les figures 20 et 21. Elles ont une allure tout à fait différente de celle des courbes se rapportant à l'indium métallique ou au cadmium. Elles se caractérisent par une diminution rapide de l'anisotropie jusqu'à une valeur voisine de zéro, suivie d'un accroissement ; l'anisotropie restant ensuite à peu près constante si l'on augmente le retard.

Ces courbes peuvent s'interpréter de la façon suivante : après la capture K précédant l'émission de la cascade de gamma, l'atome de cadmium est laissé dans un état excité. Le trou de la couche K se propage rapidement vers les couches extérieures, ce phénomène étant accompagné de l'émission de raies X et d'électrons Auger, si bien qu'au bout d'un temps, de l'ordre de 10^{-14} s (ce temps est relié à la largeur naturelle des raies X), l'atome est laissé dans un état ionisé, avec un ou plusieurs trous dans la couche extérieure, autrement dit, le réseau cristallin est très déformé au voisinage de l'atome de ^{111}Cd . Ce temps de 10^{-14} s est trop court (46) pour que le couplage des champs électromagnétiques de l'atome excité et des moments nucléaires puisse modifier sensiblement l'anisotropie.

L'atome reviendra à son état fondamental plus ou moins rapidement selon qu'il lui sera plus ou moins facile de capturer des électrons. Ce temps variera selon que le milieu est conducteur ou isolant, c'est-à-dire que l'on dispose ou non d'électrons libres. On conçoit aisément que, durant ce temps, peuvent exister des champs électromagnétiques à l'emplacement des noyaux de cadmium et les résultats d'Abragam et Pound s'appliquant uniquement aux interactions statiques ne sont plus valables. C'est ce qui explique que l'on pourra alors obtenir des valeurs de l'atténuation supérieures au maximum prévu par la théorie du cœur dur.

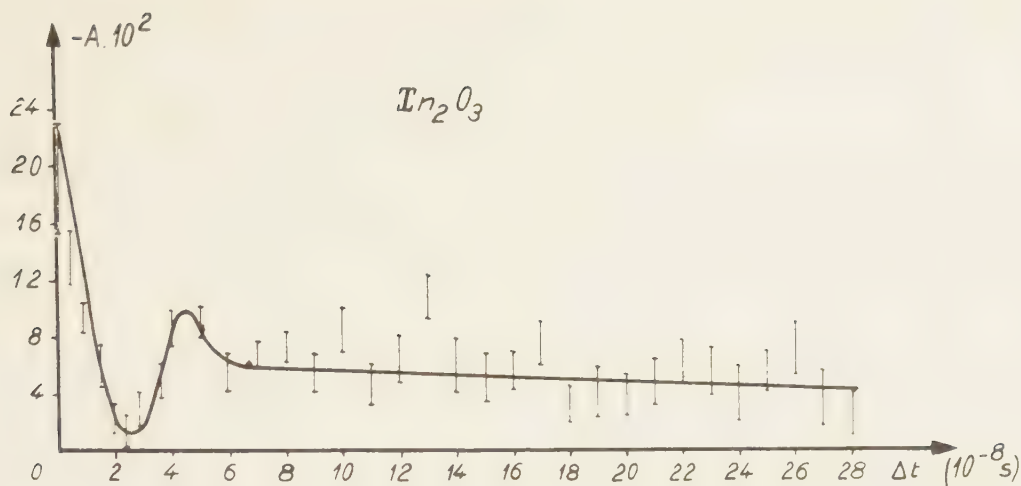


Figure 20 - Variation de l'anisotropie de la corrélation angulaire des rayonnements émis par $^{111}\text{In}_2\text{O}_3$ en fonction du retard. La courbe en trait plein est la courbe expérimentale. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques.

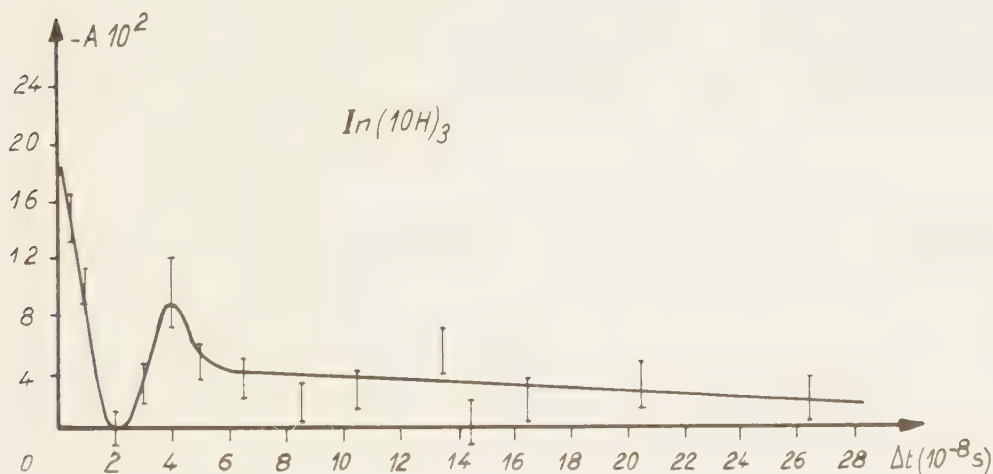


Figure 21 - Variation de l'anisotropie de la corrélation angulaire des rayonnements émis par $^{111}\text{In}(\text{OH})_3$. La courbe en trait plein est la courbe expérimentale. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques.

Dans le cas de l'indium métallique, la présence de nombreux électrons libres fait que l'atome du réseau revient très rapidement à son état fondamental et que les champs fluctuants dont nous avons parlé, agissant pendant un temps très faible, n'ont aucune influence décelable dans nos expériences.

Par contre, dans le cas des cristaux ioniques, In_2O_3 et $\text{In}(\text{OH})_3$, ce temps est assez long pour que l'anisotropie soit atténuée et c'est à ce phénomène que nous devons sa variation rapide en fonction du retard.

Nous voyons sur les figures 20 et 21 que, pendant $5 \cdot 10^{-8}$ s environ, l'anisotropie varie, et qu'ensuite elle reste à peu près constante. Ceci représente le temps nécessaire à l'atome de cadmium faisant partie de ces cristaux ioniques pour revenir à son état fondamental.

Ensuite, les gradients de champ électrique sont nuls et l'interaction quadrupolaire doit être nulle, car les cristaux de In_2O_3 et $\text{In}(\text{OH})_3$ ont une structure cubique. Les points expérimentaux que nous avons

obtenus sont compatibles avec cette hypothèse. La variation faible ou nulle de l'anisotropie pour des retards compris entre 6.10^{-8} s et 28.10^{-8} s indique bien l'absence d'interactions perturbatrices.

F - CONCLUSION.

En conclusion, il apparaît donc que la théorie d'Abragam et Pound rend bien compte des phénomènes de perturbation dans les corrélations angulaires. Dès que la vie moyenne de l'état intermédiaire d'une cascade de rayons gamma sera supérieure à une durée de l'ordre de 10^{-9} s, une mesure de l'anisotropie effectuée avec une source polycristalline sera susceptible de donner une valeur atténuée.

Cette valeur sera d'autant plus atténuée que le produit du moment quadrupolaire du noyau émetteur dans son état intermédiaire par le gradient de champ électrique présent en son emplacement sera plus fort.

Nous avons montré comment il est possible de mesurer l'interaction Δv_0 qui est essentiellement le produit de ces deux quantités. Nous pouvons donc en principe calculer $\partial^2 V / \partial z^2$ et en déduire Q ou bien, en se servant d'un même élément radioactif sous forme de différents composés chimiques, mesurer dans ces derniers les valeurs relatives de $\partial^2 V / \partial z^2$.

Cependant, il faut prendre garde à éviter les champs non statiques. Une capture K par exemple, par suite de l'ionisation et de l'excitation qu'elle provoque dans l'atome, conduit à des interactions perturbatrices de types différents et la théorie statique peut ne plus s'appliquer.

Il serait d'ailleurs possible d'utiliser ce phénomène pour mesurer le temps de vie de certaines impuretés (les atomes excités et ionisés) dans les cristaux ioniques. On pourrait pour cela examiner la forme des courbes d'anisotropie différée de composés ioniques contenant ^{111}In . Il serait souhaitable pour cela d'utiliser des systèmes électroniques mesurant à la fois de nombreux retards différents (chronotrons) afin de diminuer les temps de comptage.

Mais, pour que ces expériences soient fructueuses, il faudrait que la théorie de l'état solide puisse en rendre compte, ce qui n'est pas encore le cas. Il n'a pas non plus été possible de trouver un mécanisme d'interaction qui rende compte de la variation initiale de l'anisotropie différentielle.

CHAPITRE VI

MESURE DU MOMENT MAGNÉTIQUE DU DEUXIÈME ÉTAT ^{19}F

A - PRINCIPE DE LA MESURE.

Après avoir étudié le mécanisme d'atténuation dans les corrélations angulaires, nous nous sommes servis de ce phénomène pour mesurer le moment magnétique d'un état excité de ^{19}F en utilisant l'interaction d'un moment magnétique nucléaire avec un champ magnétique statique.

On peut comprendre l'influence d'un tel champ sur une corrélation angulaire en utilisant une description semi-classique. Le champ magnétique statique H exerce un couple sur le moment magnétique dipolaire μ_B de l'état intermédiaire B du noyau de spin I_B . Il en résulte une précession de Larmor de fréquence $\omega_L = \mu_B H / I_B \hbar$.

Cette précession cause une réorientation des noyaux dans l'état B , donc une modification de la corrélation angulaire.

Nous avons vu, dans le premier chapitre, qu'en l'absence d'interactions perturbatrices, la fonction de corrélation peut s'écrire :

$$W(\vartheta) = 1 + \sum_{k=1}^{k=k_{\max}} A_{2k} P_{2k}(\cos \vartheta).$$

En présence d'un champ magnétique, cette fonction ne dépendra pas seulement de l'angle ϑ compris entre les directions de propagation $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ des deux radiations en cascade mais aussi des angles de ces dernières avec le champ magnétique $\vec{H}$.

Différents auteurs (17) (18) (47) ont calculé dans ce cas la fonction de corrélation. Si l'on appelle $\vartheta_1 \varphi_1$ et $\vartheta_2 \varphi_2$ les angles polaires de $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ dans un système de coordonnées où la direction du champ magnétique coïncide avec l'axe des z , la fonction de corrélation différée peut s'écrire :

$$W(\vartheta_1 \varphi_1 \vartheta_2 \varphi_2 t) = \sum_{k=0}^{k=k_{\max}} \sum_{l=-k}^{l=+k} \frac{A_{2k}}{4k+1} e^{-i\omega_L 2lt} Y_{2k}^{2l}(\vartheta_1 \varphi_1) Y_{2k}^{-2l}(\vartheta_2 \varphi_2)$$

Les fonctions Y sont des harmoniques sphériques et t est le temps pendant lequel l'état intermédiaire de la cascade subit le champ magnétique.

La fonction de corrélation totale est donnée par :

$$W(\vartheta_1 \varphi_1 \vartheta_2 \varphi_2) = \int_0^\infty e^{-t/\tau_B} W(\vartheta_1 \varphi_1 \vartheta_2 \varphi_2 t) \frac{dt}{\tau_B}$$

τ_B étant la vie moyenne de l'état B .

Si le champ magnétique H est dirigé perpendiculairement au plan des deux radiations $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$, la fonction de corrélation devient, pour des raisons de symétrie, une fonction de $\vartheta = \varphi_1 - \varphi_2$ et du temps t :

$$W(\vartheta, t) = 1 + \sum_{k=1}^{k=k_{\max}} A_{2k} P_{2k}[\cos(\vartheta - \omega t)].$$

L'effet du champ magnétique dans ce cas est simplement de provoquer un déplacement azimutal $\Phi = \omega t$ car l'on passe de la fonction non perturbée à cette dernière en remplaçant ϑ par $\vartheta - \omega t$. La mesure de Φ sera une mesure du rapport gyromagnétique μ_B / I_B du noyau dans l'état B .

Pour que cette méthode soit applicable, il faut évidemment que d'autres interactions parasites ne

viennent pas masquer le phénomène. Or nous avons vu, dans les chapitres précédents, que lorsqu'un noyau a un spin au moins égal à 1, il est susceptible d'interagir avec les gradients de champ électrique présents par l'intermédiaire de son moment quadrupolaire.

Nous avons vu également que cet effet est moins important dans un milieu liquide car les gradients de champ électrique en un point donné fluctuent rapidement ; leur valeur moyenne est nulle ; ce n'est que par leur valeur quadratique moyenne qu'ils interviennent.

Abraham et Pound (21) ont calculé la fonction de corrélation dans le cas d'une source radioactive liquide et d'un champ magnétique statique perpendiculaire au plan d'émission des deux rayonnements. Leur raisonnement est le suivant :

Il est commode de décrire un système de spins soumis à un champ magnétique statique H en utilisant un système de coordonnées ayant pour axe des z la direction du champ et qui tourne autour de cet axe avec la vitesse angulaire ω_L de la précession de Larmor des spins.

Dans ce système de coordonnées, on peut ne pas tenir compte du champ H et il faut simplement écrire les autres interactions dans ce système.

Si les champs électriques fluctuants qui interagissent avec le moment quadrupolaire des noyaux ont des fréquences caractéristiques grandes par rapport à ω_L ils ont la même forme dans le système fixe et dans le système mobile.

Il faut pour cela que $\omega_L \tau_c \ll 1$, τ_c étant le temps de corrélation défini dans le premier chapitre. Pour des moments nucléaires usuels et des champs de 20 000 gauss, ceci implique $\tau_c < 10^{-9}$ s.

D'après les études de paramagnétisme nucléaire et les travaux de Debye sur les liquides polaires, τ_c semble être en général de l'ordre de 10^{-11} s. La condition ci-dessus est donc remplie.

On voit donc immédiatement que la fonction de corrélation peut s'écrire :

$$W(\vartheta, t) = 1 + \sum_{k=1}^{k=k_{\max}} G_{2k}(t) A_{2k} P_{2k}[\cos(\vartheta - \omega_L t)]$$

G_{2k} étant le coefficient d'atténuation dans le liquide

$$G_{2k} = e^{-\lambda_{2k} t}$$

Le coefficient λ_{2k} est proportionnel à τ_c ; τ_c lui-même est proportionnel à la viscosité du liquide tant que celle-ci est faible.

Différents expérimentateurs, utilisant un champ magnétique statique agissant sur une source liquide radioactive, ont ainsi déterminé des moments magnétiques d'états excités de noyaux radioactifs (48). Ils mesuraient la variation de l'anisotropie d'une cascade de gamma en fonction de l'intensité du champ magnétique.

Nous avons étendu cette méthode au cas de niveaux excités obtenus par réaction nucléaire. La corrélation angulaire de deux gamma successifs est alors remplacée par la distribution angulaire d'un rayonnement par rapport à la direction des particules incidentes causant la réaction où ce dernier est produit mais la théorie que nous avons exposée s'applique également à ce cas.

B - MESURE DU MOMENT MAGNETIQUE DU DEUXIEME ETAT EXCITE DE ^{19}F .

Le deuxième état excité, d'énergie 200 keV du ^{19}F est bien connu. Son spin est $5/2$, sa parité positive et sa vie moyenne τ est égale à $(1 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$ s (49). On peut le former par réaction (p, p') sur une cible de ^{19}F .

Nous avons utilisé les protons provenant de l'accélérateur électrostatique de 5 MeV de Saclay. Nous avons utilisé une énergie de protons de 1,9 MeV.

La cible était constituée par une solution de fluorure de potassium dans de l'eau (600 g/l). Comme nous l'avons expliqué plus haut, il faut employer une cible liquide afin de diminuer au maximum les effets d'interaction quadrupolaire.

Dans un matériau ayant une structure cubique, un noyau de fluor ne verrait pas de gradients de champs électriques tant qu'il serait en position normale mais, sous l'effet du bombardement protonique, son recul serait tout à fait à même de le placer en position intersticielle où les gradients de champ électrique peuvent être très élevés. Une cible solide, même de structure cubique, ne peut donc pas convenir.

Sous l'effet du bombardement, le liquide s'échauffe et des bulles apparaissent en son sein. On peut

dessiner la cible liquide de telle façon que ces bulles s'évacuent et que l'on puisse assurer un bon refroidissement. Plus simplement nous avons utilisé une circulation continue du liquide.

La cellule contenant ce dernier était fermée, du côté de l'arrivée du faisceau horizontal de protons, par une feuille de platine de 5μ d'épaisseur, assurant l'étanchéité au vide. De l'autre côté, un morceau de verre collé à l'araldite au corps cylindrique de la cellule, permettait d'observer, en l'absence du liquide, la tâche bleue provoquée par l'impact du faisceau, ce qui permettait de centrer commodément notre cible. Le diamètre de la cible était de 15 mm, son épaisseur de 10 mm.

La cible liquide était située entre les pièces polaires d'un électroaimant. Ces dernières étaient des cylindres d'axe vertical de 7 cm de diamètre. L'entrefer était variable. L'aimant a été spécialement dessiné pour diminuer au maximum les diffusions de gamma. En particulier les bobines se trouvaient à une distance de 30 cm de l'entrefer.

Le champ magnétique était mesuré avec une bobine tournante associée à un voltmètre électronique. La précision des mesures était de l'ordre de 2 p. 100.

Le tuyau d'arrivée des protons était soigneusement blindé par des cylindres de mu-métal et d'acier afin d'éviter que le champ de fuite de l'aimant ne provoque une déviation angulaire de ces derniers.

Dans le plan horizontal, nous avons placé deux détecteurs gamma qui mesuraient les radiations émises par la cible faisant un angle de $\pm 45^\circ$ avec la direction des protons incidents. Ces détecteurs étaient des photomultiplicateurs EMI 6 260 associés à des cristaux de INa (Tl) de 2,5 cm de diamètre et 2,5 cm d'épaisseur. Ils étaient protégés par 1 cm de plomb.

La distance entre les cristaux et la cible était de 15 cm. Un blindage de mu-métal et d'acier rendait les photomultiplicateurs insensibles au champ magnétique (un champ de 2 000 gauss provoquait moins de 1 p. 100 de variations d'amplitude sur les impulsions sortant des détecteurs. A chacun de ces deux détecteurs était associé un amplificateur de deux mégacycles de bande passante et un sélecteur d'amplitude à dix canaux qui analysaient les rayonnements de 200 keV provenant de la cible.

La distribution angulaire des gamma de 200 keV émis après une réaction (p, p') sur ^{19}F peut s'écrire (50) :

$$W(\vartheta) = 1 + A_2 P_2(\cos \vartheta).$$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, elle peut s'écrire, dans le cas d'un champ magnétique statique H appliqué à une source liquide perpendiculaire au plan de détection des gamma :

$$W(\vartheta, H) = \int_0^\omega \{ 1 + A_2 e^{-\lambda_2 t} P_2[\cos(\vartheta - \omega t)] \} e^{-\lambda t} \frac{dt}{\tau}$$

λ_2 étant une constante caractéristique de l'atténuation de la distribution due aux effets quadrupolaires dans le liquide, ϑ l'angle entre la direction des protons incidents et la direction d'observation des gamma, $\omega = \mu H / I \hbar$ la vitesse angulaire de la précession de Larmor et $\lambda = 1/\tau$ la constante radioactive de l'état.

Nous avons mesuré, en fonction du champ magnétique, la quantité :

$$R\left(+\frac{\pi}{4}, +\omega\right) = \frac{W\left(+\frac{\pi}{4}, +\omega\right)}{W\left(-\frac{\pi}{4}, +\omega\right)} = R\left(-\frac{\pi}{4}, -\omega\right) = \frac{W\left(-\frac{\pi}{4}, -\omega\right)}{W\left(+\frac{\pi}{4}, -\omega\right)}$$

c'est-à-dire le rapport du nombre de gamma de 200 keV mesurés par les détecteurs pour une valeur de champ donnée.

Le nombre de gamma de 200 keV mesurés dans chaque sélecteur à dix canaux était obtenu en soustrayant du pic photoélectrique de ce dernier le fond dû à des gamma d'énergie supérieure (particulièrement ceux de la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$).

C'est dans cette opération que réside certainement la cause la plus importante d'erreur dans nos résultats. En prenant grand soin de la stabilité de nos chaînes linéaires, c'est-à-dire en faisant en sorte que le pic ne se déplace pas sur les sélecteurs et qu'il garde la même forme, nous pensons que l'erreur ainsi faite est de l'ordre de 1 p. 100. Cette estimation est confirmée par la reproductibilité des résultats que nous avons obtenus et leur cohérence. Les erreurs statiques sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$.

Les mesures étaient faites dans l'ordre suivant : 1) mesure sans champ ; 2) champ dans une direction ; 3) champ de même intensité dans la direction opposée ; 4) mesure sans champ.

Un tel ensemble était répété deux fois pour chaque valeur absolue du champ.

Un intégrateur comptait les charges reçues sur la cible et arrêta automatiquement la mesure après un nombre de microcoulombs fixé. Une erreur éventuelle due à cet appareil n'a d'ailleurs pas d'importance car c'est un rapport de taux de comptage qui était déterminé.

Les résultats sont indiqués sur la figure 22. Celle-ci représente en fait la combinaison de trois séries d'expériences identiques dont la reproductibilité nous a servi à déterminer la précision de nos résultats.

Nous avons porté en abscisses la valeur du champ et en ordonnées la valeur :

$$R\left(+\frac{\pi}{4}, +\omega\right) + R\left(-\frac{\pi}{4}, -\omega\right) = \frac{6 A_2 \lambda \omega}{[(\lambda + \lambda_2)^2 + 4 \omega^2] \left[2 + \frac{\lambda A_2}{2(\lambda + \lambda_2)} \right] - 3 A_2 \lambda \omega}$$

Pour déduire de nos résultats une valeur de μ , il faut connaître λ et λ_2 . Nous avons indiqué au début de ce chapitre que λ n'était connu qu'à 20 % près. Nous avons jugé utile de déterminer cette quantité avec plus de précision (51).

Pour cela, nous avons utilisé une cible mince de F_2Ca bombardée par des protons de 4,3 MeV. A cette énergie, un niveau de ^{19}F de 1,55 MeV est formé par réaction (p, p') . Ce niveau se désexcite en émettant un rayonnement gamma de 1,35 MeV aboutissant à l'état de 200 keV dont nous voulons mesurer la vie. Cette mesure a été effectuée par la méthode des coïncidences différées qui nous a donné :

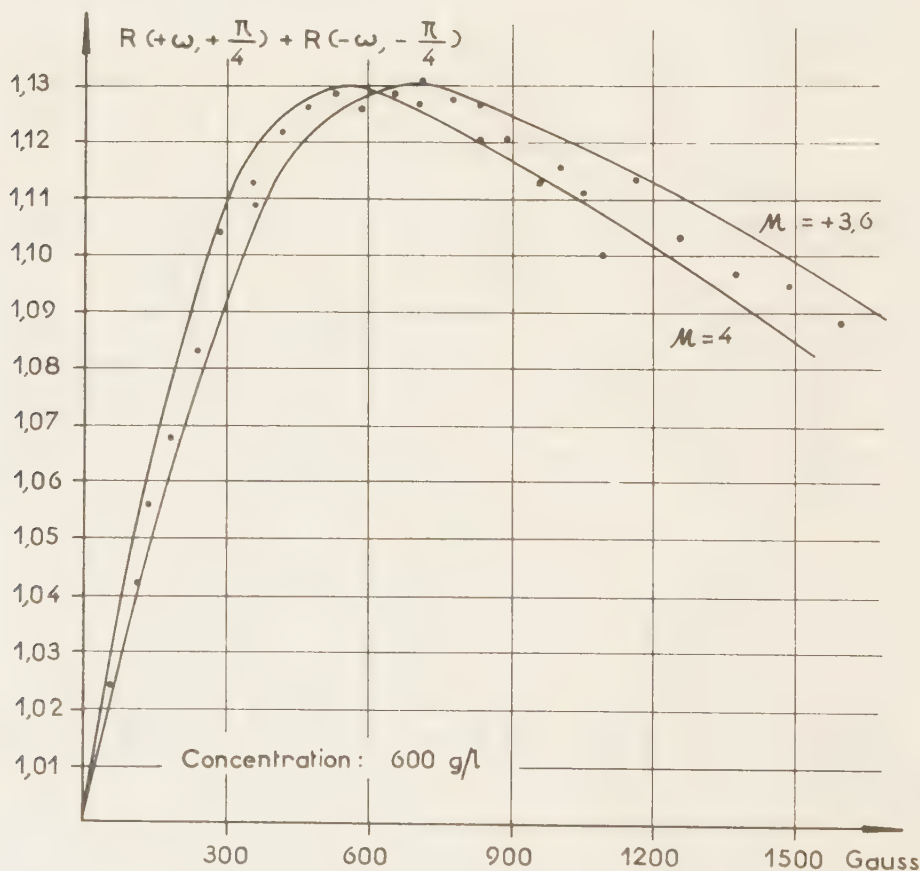


Figure 22 - Mesure du moment magnétique du second état excité de ^{19}F . Deux courbes théoriques correspondant à $\mu = +3,6$ et $\mu = +4$ sont tracées en trait plein.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = (1,23 \pm 0,07) \cdot 10^{-7} \text{ s.}$$

La courbe représentant la variation de $R(+\frac{\pi}{4}, +\omega) + R(-\frac{\pi}{4}, -\omega)$ en fonction de ω présente un maximum pour $\omega = \frac{\lambda + \lambda_2}{2}$ comme il est aisé de le voir sur la formule écrite plus haut. La valeur de ce maximum est égale à :

$$\frac{6 A_2}{8 (1 + \frac{\lambda_2}{\lambda}) - A_2}$$

Afin d'obtenir un ordre de grandeur de λ_2 nous avons répété les expériences en utilisant une solution de fluorure de potassium dans l'eau à 300 g/l au lieu de 600 g/l.

Le rapport des viscosités de ces solutions, mesuré avec un viscosimètre Beaumé, est d'environ 2 à 5°C et à 35°C. On peut estimer que ce rapport reste à peu près le même à la température locale de la solution à l'endroit où le faisceau de protons pénètre dans la cible ; en effet, le courant utilisé est très peu intense (1/100 μ A) et l'échauffement moyen faible.

Le coefficient λ_2 variant proportionnellement à la viscosité du liquide, il est donc possible, en comparant les valeurs des maxima obtenus pour chacune de ces solutions, d'en déduire une valeur de λ_2 .

La courbe obtenue avec la solution à 300 g/l est tout à fait semblable à celle correspondant à 600 g/l. En particulier, les valeurs des deux maxima ne diffèrent pas de plus de 0,01. On peut en déduire que $\lambda_2/\lambda \leq 0,015$ soit $\lambda_2 \leq 0,013 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Nous avons ajusté les deux paramètres A et μ de la courbe théorique en prenant $\lambda_2 = 0$ afin qu'elle rende compte de nos points expérimentaux. En tenant compte de l'imprécision avec laquelle est connu λ , nous obtenons, pour le moment magnétique, la valeur $\mu = +3,8 \pm 0,40$ magnétons nucléaires.

En tenant compte d'une influence possible de perturbations quadrupolaires faibles ($\lambda_2 \leq 0,013 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$) nous obtenons finalement :

$$\mu = +3,8 \pm 0,45 \text{ magnétons nucléaires.}$$

Cette expérience prouve la possibilité de mesurer des moments magnétiques d'états nucléaires excités obtenus par réactions nucléaires. Postérieurement à la publication de ce travail (52) (53), d'autres auteurs ont repris la même expérience et ont trouvé des résultats en général identiques (54) (55) (56) en employant des méthodes peu différentes.

Notons cependant que certaines mesures effectuées avec des cibles solides ont fourni des valeurs trop faibles du moment magnétique. Ceci est certainement dû à des effets quadrupolaires et il est essentiel, dans cette méthode, d'utiliser des cibles liquides de faible viscosité.

En employant des champs magnétiques plus intenses, il devrait être possible de mesurer des moments magnétiques d'états de vie plus courts, obtenus par réactions nucléaires. Le domaine d'application de cette méthode semble assez étendu.

C - COMPARAISON AVEC LA THEORIE.

1/ Le moment magnétique dipolaire en mécanique quantique.

Les propriétés électromagnétiques d'un noyau sont déterminées par les densités de charge et de courant en chaque point de celui-ci. En première approximation, l'on peut dire que, seuls, les protons contribuent à la densité de charge alors que tous les nucléons, par l'intermédiaire de leur spin, contribuent à la densité de courant.

Il est commode de décrire ces propriétés à l'aide des moments électromagnétiques multipolaires du noyau. L'opérateur moment magnétique dipolaire μ_{op} peut s'écrire (57) :

$$\mu_{op} = \frac{e\hbar}{2Mc} \sum_{k=1}^A g_L^{(k)} L_{op}^{(k)} + \frac{e\hbar}{2Mc} \times \frac{1}{2} \sum_{k=1}^A g_s^{(k)} \sigma_{op}^{(k)}$$

$L_{op}^{(k)}$ et $\sigma_{op}^{(k)}$ sont les opérateurs de moment angulaire orbital et de spin pour le k-ème nucléon. $g_L^{(k)}$ et $g_s^{(k)}$, qui sont des rapports gyromagnétiques, sont égaux à :

	proton	neutron
g_L	1	5,587
g_S	00	-3,826

A est le nombre total de nucléons composant le noyau, M est la masse d'un nucléon (nous négligeons ici la petite différence séparant les valeurs des masses du proton et du neutron)

Le moment magnétique dipolaire d'un état nucléaire est alors obtenu en calculant la valeur moyenne de la composante selon l'axe des z de μ_{op} pour une orientation du noyau telle que le spin de ce dernier soit dirigé selon cet axe.

Si l'on appelle Ψ_I^M la fonction d'onde décrivant un état nucléaire déterminé de spin I et de nombre quantique magnétique M, le moment magnétique dipolaire μ est donné par :

$$\mu = gI = \int \Psi_I^{M*} (\mu_{op}) \Psi_I^M dV = \langle \mu_z \rangle_{m=I}$$

Si l'on dispose, par conséquent, d'un modèle permettant de calculer la fonction d'onde correspondant à un état nucléaire donné, il sera possible d'en déduire la valeur du moment magnétique et de la comparer éventuellement avec la valeur expérimentale.

Nous n'avons pas tenu compte, dans ce qui précède, des contributions au moment magnétique dues au courant virtuel de mésons dans le noyau. Ces courants, souvent appelés courants d'échange, s'introduisent naturellement si l'on considère que l'interaction entre les nucléons est en réalité une interaction entre les nucléons et un champ mésonique.

Pour une théorie mésonique donnée des forces nucléaires, il serait possible, en principe, de calculer l'effet de ces courants d'échange sur le moment magnétique dipolaire. Cependant, ces théories se heurtent actuellement à trop de difficultés de principe et d'exploitation pour que ceci soit faisable.

On peut essayer de tenir compte de ces effets à l'aide d'une théorie phénoménologique des courants d'échange dans les noyaux (58). Une telle théorie permet, par exemple, d'interpréter les moments magnétiques des états fondamentaux de 3H et 3He .

Nous allons décrire brièvement deux modèles nucléaires fréquemment utilisés avec succès dans l'interprétation et la prévision des états faiblement excités des noyaux légers et nous comparerons les valeurs qu'ils prédisent pour le moment magnétique de l'état de 200 keV de ^{19}F et la valeur que nous avons déterminée.

On ne tient pas compte, dans ces deux modèles, de la contribution des courants d'échange au moment magnétique dipolaire si bien qu'il ne faudra pas espérer une concordance parfaite entre les valeurs théoriques et expérimentales de ce moment mais seulement un accord plus ou moins bon.

2/ Le modèle de Mayer-Jensen.

C'est un modèle à particules indépendantes, c'est-à-dire que l'on suppose que l'interaction d'un nucléon du noyau avec le reste de celui-ci peut être représentée en première approximation par un potentiel statique à symétrie sphérique.

Les états des nucléons sont déterminés par une série de nombres quantiques (n, l, j, m). n est le nombre quantique total ; l est le nombre quantique orbital ; $j = l \pm 1/2$ est le nombre quantique de moment angulaire total ; m, nombre quantique magnétique, peut prendre les valeurs j, j-1, ..., -j.

On suppose en outre l'existence d'un couplage spin-orbite qui abaisse l'énergie du niveau $j = l + 1/2$ par rapport au niveau $j = l - 1/2$.

On admet, de plus, que des protons ou des neutrons en nombre pair, dans un état donné, caractérisé par les nombres n, l, j, se couplent toujours de manière à donner un spin résultant nul. Ainsi, le spin d'un noyau pair-pair est nul et celui d'un noyau pair-impair est égal au spin du dernier nucléon impair.

On n'observe pas, toutefois, en règle générale, des états fondamentaux de spin élevé. Ceci est dû à "l'effet de paire". Lorsque deux nucléons se couplent entre eux pour donner un spin nul, l'énergie de paire ainsi libérée (qui augmente avec le l du niveau) peut-être assez grande pour qu'il soit énergétiquement avantageux de tirer un nucléon d'un état d'énergie plus basse pour le coupler avec un nucléon isolé d'énergie plus grande et de moment angulaire plus élevé. Le nucléon célibataire est donc maintenant celui qui était précédemment couplé dans un état de faible moment angulaire.

Ce modèle permet de calculer aisément le moment magnétique d'un état d'un noyau possédant un nombre pair de protons (neutrons) et un nombre impair de neutrons (protons) en fonction du spin et de la parité de cet état (formule de Schmidt).

Le modèle de Mayer-Jensen a permis de rendre compte de l'existence et de la valeur exacte des nombres magiques, des spins et des parités des états fondamentaux et des premiers états excités de la plus grande partie des noyaux formés d'un nombre impair de nucléons.

Par contre, les valeurs des moments magnétiques ne coïncident que rarement avec celles déduites de la formule de Schmidt, cette dernière ne donnant en général que des indications d'ordre de grandeur.

Le deuxième état excité de ^{19}F de spin $5/2$ et de parité positive s'interprète, dans le modèle de Mayer-Jensen, comme étant formé par un proton $(1d_{5/2})$. Le moment magnétique correspondant devrait être $\mu = +4,793$ magnétons nucléaires. L'accord avec la valeur que nous avons mesurée ($\mu = +3,8 \pm 0,45$) est assez mauvais.

3/ Le modèle d'Elliott et Flowers (59).

Dans ce modèle, on ne considère plus que les propriétés d'un état nucléaire sont déterminées par le seul nucléon impair mais par tous ceux qui se trouvent en dehors des couches fermées.

L'interaction des nucléons extérieurs avec ceux composant les couches fermées est décrite par un potentiel central, celui de l'oscillateur harmonique. Les fonctions d'onde u_{nl} obtenues sont combinées de façon à former des états antisymétriques et les niveaux d'énergie du système sont calculés en considérant l'effet de forces centrales à deux corps (y compris de forces d'échange) s'exerçant entre les nucléons extérieurs auxquelles on ajoute un terme de couplage spin-orbite. Si les forces spin-orbite sont négligeables, on obtient le couplage L-S, si elles sont prépondérantes, le couplage j-j.

La combinaison de forces centrales et de forces spin-orbite en intensité comparable donne lieu au "couplage intermédiaire". Les calculs d'Inglis et de Lane (60) (61) ont permis ainsi de rendre compte de façon satisfaisante des caractéristiques des états fondamentaux et des premiers états excités des noyaux correspondant à la couche p ($4 < A < 16$).

En particulier, Lane a montré que les propriétés dynamiques de ces noyaux (largeurs relatives et probabilités de transition) étaient beaucoup plus sensibles au mode de couplage qu'à la forme exacte des forces d'échange, ce qui, vu notre ignorance de celles-ci, est extrêmement encourageant.

Elliott et Flowers ont étendu les calculs aux noyaux de masses 17, 19 et 18. Ces calculs sont beaucoup plus compliqués. En effet, les niveaux $1d$ et $2s$ sont confondus pour un potentiel harmonique. Pour tout potentiel central de forme raisonnable, ils seront assez proches pour que l'on soit dans l'obligation de faire intervenir des mélanges de configurations. C'est-à-dire que les niveaux de parité positive des noyaux de masse $16+n$ de spin J et de spin isotopique T seront formés par la somme des configurations :

$$(1d)^{-n} (2s)^n$$

susceptibles de donner naissance à un état de spin J et de spin isotopique T , les nucléons d étant traités en couplage intermédiaire.

Notons que, pour la masse 19, les calculs sont déjà très compliqués et font intervenir des matrices à 22 lignes et à 22 colonnes. Les prédictions de ce modèle sont en général en bon accord avec l'expérience et il prévoit, pour le niveau de 200 keV de ^{19}F , un moment magnétique $\mu = +3,35 \pm 0,16$ magnétons nucléaires. La valeur que nous avons mesurée ($\mu = +3,8 \pm 0,45$) est tout à fait compatible avec cette valeur théorique.

Ce même modèle rend compte également de façon satisfaisante du moment magnétique de l'état fondamental du ^{19}F . Il semble donc que les courants d'échange ne contribuent, dans ce cas, que de façon assez faible au moment magnétique dipolaire.

CHAPITRE VII

ÉTUDE DE L'OXYGÈNE 19

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, le modèle d'Elliott et Flowers rend compte en général de façon satisfaisante des premiers niveaux excités des noyaux de masses 17, 18, 19. En particulier, dans ce laboratoire, nous nous sommes attachés à mesurer les caractéristiques de niveaux excités ($T = 1/2$) de ^{17}F (62) et de ^{19}Ne (63) afin de les comparer aux prédictions théoriques.

Nous avons jugé utile d'examiner également les niveaux ($T = 3/2$) de l'oxygène 19 et de déterminer les spins de l'état fondamental et du premier niveau excité. En effet, l'énergie de ce dernier est nettement plus faible que celle déduite du modèle du couplage intermédiaire et il nous a semblé intéressant de déterminer si l'ordre des spins et des parités était bien celui prévu par ce modèle : $5/2 +$, $3/2 +$, $1/2 +$.

A - LES NIVEAUX DE L'OXYGÈNE 19 (figure 23).

Des états excités de ^{19}O , de 96 et 1470 keV d'énergie, ont été mis en évidence par Thirion, Cohen et Whaling d'une part (64), Ahnlund et Mileikowsky de l'autre (65) par analyse magnétique des protons émis dans la réaction $^{18}\text{O}(\text{d}, \text{p})^{19}\text{O}$. Les premiers auteurs n'ont d'ailleurs pas trouvé d'autre niveau jusqu'à une excitation de 2,4 MeV dans ^{19}O .

La distribution angulaire des protons issus de cette réaction indique le moment angulaire l_n avec laquelle le neutron est capturé. Les mesures de Shatton et al (66), effectuées à une énergie de deutérons de 3 MeV, indiquent clairement $l_n = 0$ pour la réaction qui conduit à l'état excité de 1470 keV d'énergie. Ce dernier est donc un état $1/2 +$.

Les distributions angulaires correspondant aux deux niveaux moins énergiques (67) ont été effectuées à une énergie de deutérons de 800 keV. Elles sont beaucoup plus difficiles à interpréter car les effets coulombiens et la formation de noyau composé sont susceptibles de modifier considérablement l'allure théorique des courbes de stripping prévues par Butler.

Popic (68) a essayé de tenir compte de ces effets dans l'analyse des courbes de stripping et attribue au premier état excité $l_n = 1$, ce qui implique un niveau $1/2 -$ ou $3/2 -$, et à l'état fondamental $l_n = 2$ conduisant à un état $3/2 +$ ou $5/2 +$.

Cependant, ces interprétations sont peu sûres car il est très difficile de faire une théorie du stripping tenant compte de façon satisfaisante de l'influence des réactions passant par un noyau composé et des effets coulombiens.

L'état fondamental de ^{19}O émet des rayonnements β^- avec une période de 29 secondes. Les transitions aux niveaux $3/2 +$ (1,57 MeV) et $5/2 +$ (0,197 MeV) de ^{19}F sont permises (les valeurs de $\log ft$ sont respectivement égales à 4,3 et 5,6). 70 % des désintégrations aboutissent au niveau de 1,57 MeV et 30 % au niveau de 197 keV.

Il s'ensuit que l'état fondamental de ^{19}O est $3/2 +$ ou $5/2 +$. Comme la transition à l'état fondamental de ^{19}F ($1/2 +$) est interdite ($\log ft > 6,5$), la valeur $5/2 +$ semble probable. Ce n'est cependant pas une certitude car l'interdiction de cette transition pourrait être fortuite, c'est-à-dire causée par un élément de matrice anormalement petit.

B - ÉTUDE DES RAYONNEMENTS GAMMA EMIS PAR $^{19}\text{O}^*$.

Afin de déterminer les spins de l'état fondamental et du premier état excité de ^{19}O , nous avons étudié le spectre gamma de désexcitation des deux premiers niveaux excités de ce noyau formés par la réaction $^{18}\text{O}(\text{d}, \text{p})^{19}\text{O}^*$.

L'énergie des deutérons incidents était fixée à 1300 keV seulement afin que le bruit de fond de la machine ne soit pas trop élevé. La cible était constituée par une feuille de tantale de 6 microns, complè-

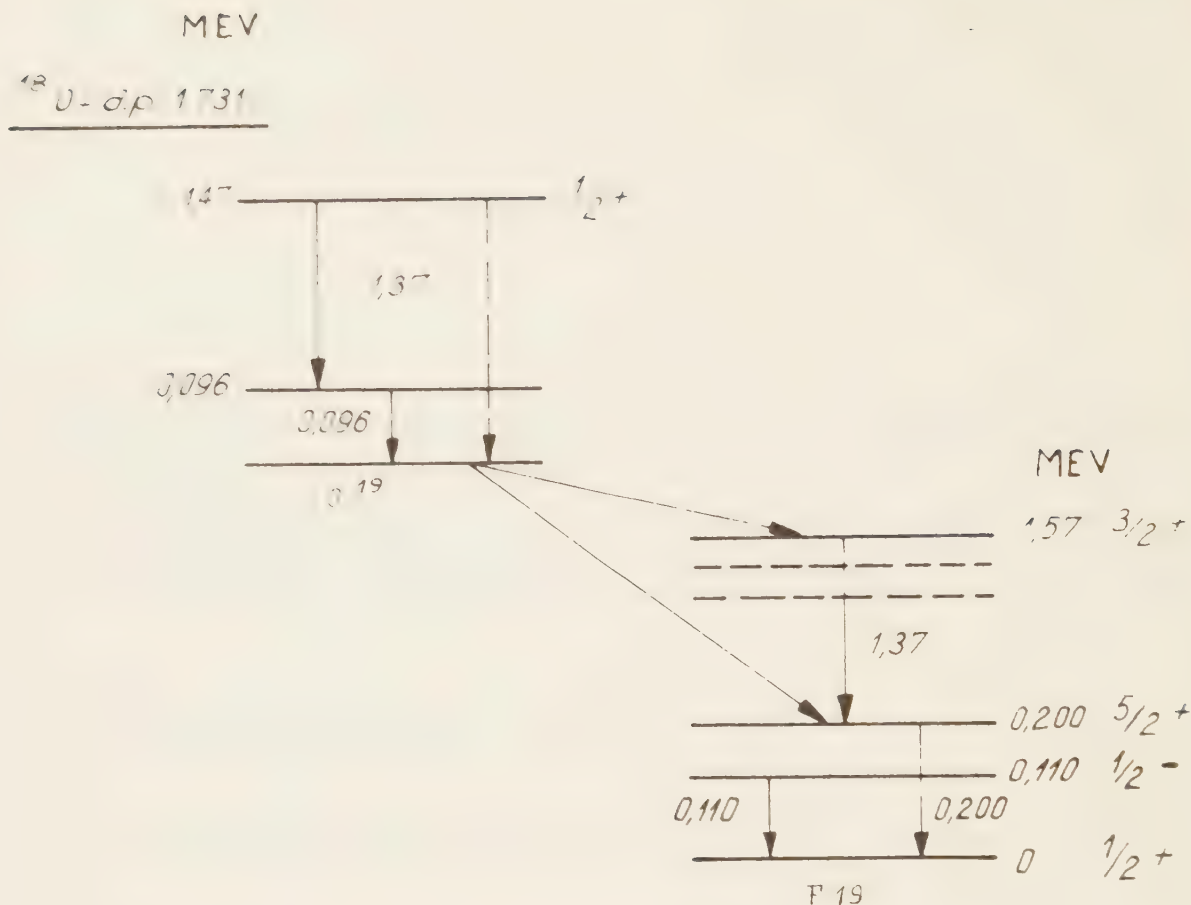


Figure 23 - Les niveaux de ^{18}O .

tement oxydée par chauffage dans une atmosphère de vapeur d'eau. Cette eau, où l'oxygène était enrichi à 20 % en ^{18}O , a été fournie par l'Institut Weizmann à Rehovoth (Israël).

Le tuyau d'arrivée des deutérons était terminé par un disque de laiton percé d'un trou de 3 mm de diamètre en son centre. Une feuille de platine de 2 microns d'épaisseur, soudée au disque de laiton, assurait l'étanchéité au vide. Le faisceau de deutérons collimaté, après passage de cette feuille, allait frapper la cible d'oxyde de tantale située juste derrière le platine et isolée de celui-ci par une rondelle de plexiglass mince.

Tout près de la cible, était situé un cristal d'iodure de sodium et un photomultiplicateur qui mesuraient les gamma émis. Pour examiner les rayonnements énergiques, nous avons utilisé un cristal de 5 cm d'épaisseur et de 4 cm de diamètre. Pour les rayonnements de quelques centaines de keV, un cristal de 6 mm d'épaisseur et de 4 cm de diamètre. Nous disposions de protection en plomb autour des cristaux et d'écrans destinés à diminuer le nombre de rayons X créés dans la cible ou éventuellement de gamma peu énergiques.

Au photomultiplicateur était associé un amplificateur de deux mégacycles de bande passante et un sélecteur d'amplitude RIDL à 100 canaux, muni d'un système enregistreur et imprimeur.

Le tableau qui suit énumère les différentes réactions qui peuvent se produire au cours d'un bombardement d'une cible de ^{18}O par des deutérons de 1 MeV.

Réaction	Q	E_γ (MeV)
$^{18}\text{O} (d, p) ^{19}\text{O}$	1,73	(1,37 ?) (1,47 ?) (0,096 ?)
$^{18}\text{O} (d, n) ^{19}\text{F}$	5,73	0,110 0,197 1,37 1,47 1,57 2,8 etc.
$^{18}\text{O} (d, \alpha) ^{16}\text{N}$	4,24	0,113 0,300 0,391

En outre, les réactions sur ^{16}O , qui est quatre fois plus abondant dans notre cible que ^{18}O , sont les suivantes :

Réaction	Q	E_γ (MeV)
$^{16}\text{O} (d, p) ^{17}\text{O}$	1,918	0,872
$^{16}\text{O} (d, n) ^{17}\text{F}$	-1,631	
$^{16}\text{O} (d, \alpha) ^{14}\text{N}$	3,116	2,31 1,64 3,95

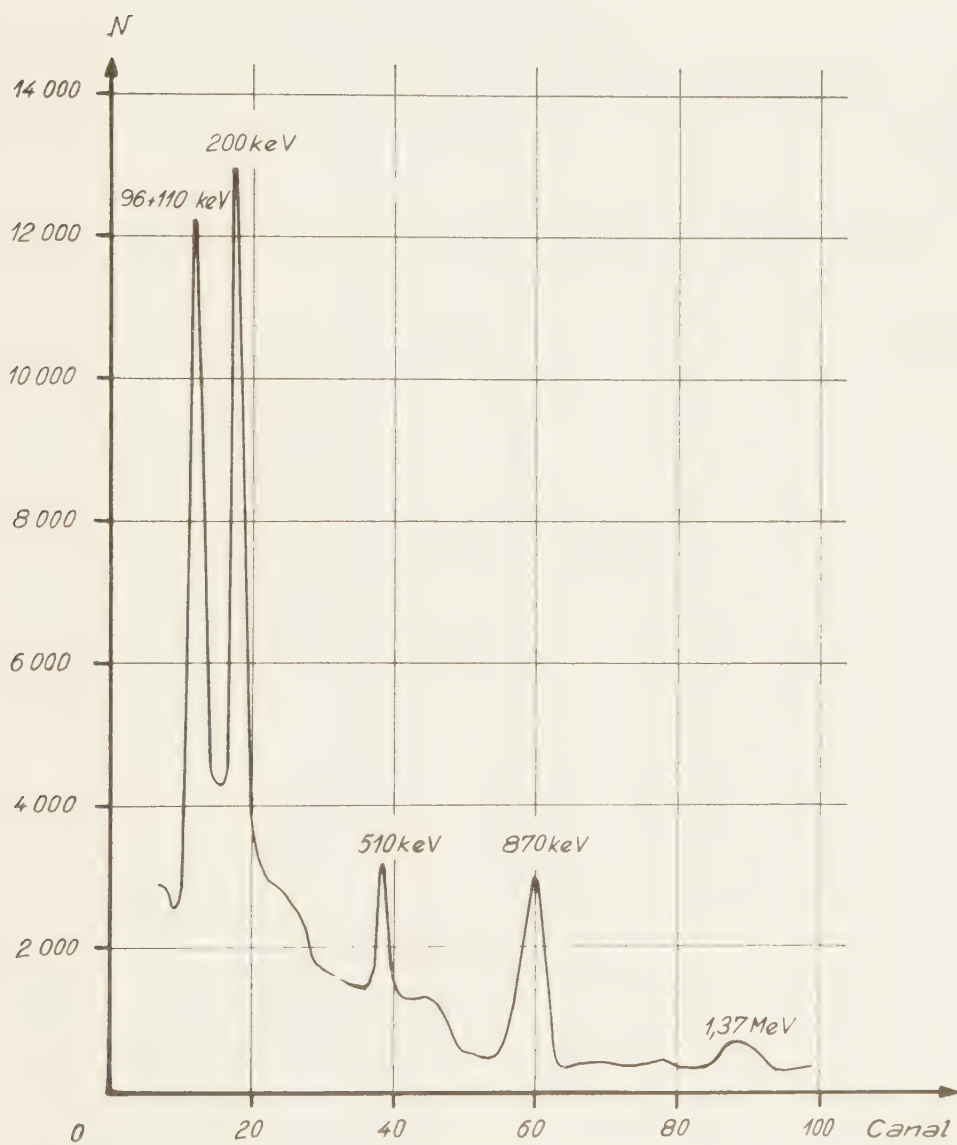


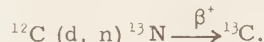
Figure 24 - Spectre des rayonnements gamma émis en bombardant une cible d'oxyde de tantale enrichie en ^{16}O par des deutons de 900 keV.

L'excitation coulombienne du tantale par les deutérons a un rendement bien inférieur à celui des réactions que nous avons citées. Il en est, à fortiori, de même des autres réactions sur le tantale.

La figure 24 représente le spectre des rayonnements gamma émis, détectés par un cristal d'iodure de sodium de 5 cm d'épaisseur, placé contre la cible. Nous voyons essentiellement apparaître des rayonnements de 100, 200, 510, 870, 1 370 keV.

Il est facile de déterminer leur origine en observant, après coupure du faisceau, leur période de décroissance et en les comparant à ceux obtenus en utilisant une cible oxydée faite à partir d'oxygène ordinaire.

C'est ainsi que les rayonnements de 200 keV et de 1,37 MeV ont une période de 29 secondes, caractéristique de la radioactivité de ^{19}O . Celui de 510 keV est essentiellement dû à l'interaction des deutérons et du ^{12}C déposé (en général sous forme de film d'huile) sur les parois internes des tuyaux d'arrivée des particules et sur la cible. La période de 10 minutes est bien caractéristique de la réaction :



Le rayonnement de 870 keV provient de la réaction $^{16}\text{O} (d, p) ^{17}\text{O}$, comme le montre clairement la comparaison d'une cible d'oxygène enrichi et d'une cible d'oxygène naturel.

Une étude de la région d'énergie située vers 100 keV, effectuée avec un cristal d'iodure de sodium de 6 mm d'épaisseur, révèle la présence de deux rayonnements d'énergie 96 ± 2 keV et 110 ± 4 keV, comme on peut le voir sur la figure 25.

Le très petit nombre de rayonnements d'énergie supérieure à 1,4 MeV (à part une petite contribution de la réaction $^{12}\text{C} (d, p) ^{13}\text{C}$ donnant un gamma de 3,1 MeV) indique que la réaction $^{18}\text{O} (d, n) ^{19}\text{F}^*$ conduisant à des niveaux situés vers 4 MeV d'excitation dans ^{19}F a une faible section efficace comparée à la réaction $^{18}\text{O} (d, p) ^{19}\text{O}^*$.

Des études de coïncidences nous ont montré que le gamma de 1,37 MeV était en coïncidence avec ceux de 200 keV et de 96 keV. 50 % au moins des rayonnements de 96 keV sont en coïncidence alors que ceux de 110 keV ne le sont pratiquement pas.

En comparant les rayonnements émis par la cible lorsque ^{19}O est en équilibre et juste après avoir intercepté le faisceau, on peut conclure que pendant l'irradiation, 30 % au moins des gamma de 1,37 keV proviennent de la réaction $^{18}\text{O} (d, p) ^{19}\text{O}$ aboutissant à l'état de 1,47 MeV, le reste étant dû à la radioactivité de ^{19}O et à la réaction $^{18}\text{O} (d, n) ^{19}\text{F}^*$.

Si l'on examine soigneusement (figure 26) la région de 1,37 MeV, on s'aperçoit que les gamma de 1,47 MeV, s'ils existent, sont au moins 30 fois moins abondants que ceux de 1,37 MeV.

Sachant, d'autre part, que 30 % de ces gamma au moins proviennent de la transition entre le second et le premier niveau excité de ^{19}O , on peut en déduire que la transition allant du second état excité au fondamental de ^{19}O est au moins 10 fois moins probable que la cascade 1,37 MeV - 96 keV.

En résumé, nous avons trouvé dans ^{19}O des gamma dont l'énergie est tout à fait compatible avec l'existence des niveaux à 96 keV et 1,47 MeV. Le second niveau se désexcite essentiellement par émission d'un rayonnement aboutissant au premier état excité.

C - VIE MOYENNE DU PREMIER ETAT EXCITE DE ^{19}O .

Nous avons mesuré, par la méthode des coïncidences différées, la vie moyenne du premier état excité de ^{19}O .

La méthode est essentiellement la même que celle que nous avons décrite dans la mesure de la vie de $^{99}\text{Tc}^*$. Nous avons utilisé un pouvoir de résolution de 2.10^{-9} s.

La courbe en trait plein de la figure 27 indique les points relatifs à ^{19}O ; celle en pointillé, les points obtenus en utilisant comme source radioactive ^{22}Na et en analysant les coïncidences différées entre des impulsions correspondant à 510 keV et 96 keV. La pente de la partie linéaire de la courbe relative à ^{19}O est de $(2,0 \pm 0,2).10^{-9}$ s. Si l'on tient compte de la pente de la courbe relative au ^{22}Na (à une bonne approximation, les pentes s'ajoutent quadratiquement), la période du premier état excité est $T = (1,6 \pm 0,2) 10^{-9}$ s.

Cette valeur nous donne déjà une indication sur la nature du premier état excité de ^{19}O . En effet, on sait que le temps de vie d'un état excité dépend de la multipolarité du gamma qu'il émet. A l'aide du modèle de Mayer, Weisskopf a calculé la relation entre la largeur du niveau ($\Gamma = \hbar/\tau$), le nombre de nucléons A du noyau, l'énergie du gamma émis E_γ et la multipolarité de ce dernier. Ces formules ne donnent que des résultats grossiers pour les noyaux légers. Cependant, le rapport des largeurs expéri-

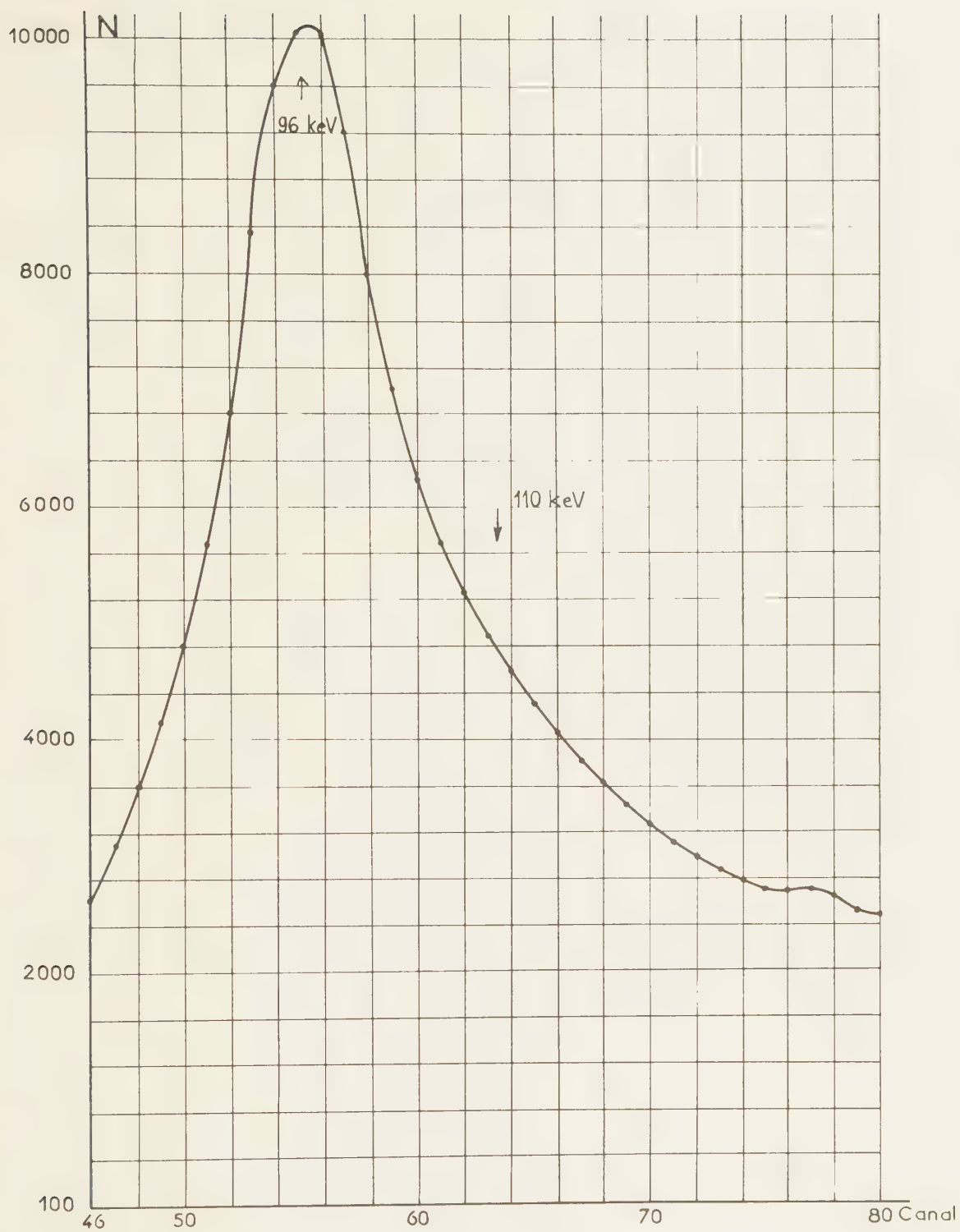


Figure 25 - Spectre des rayonnements d'énergie voisine de 100 keV émis dans cette réaction.

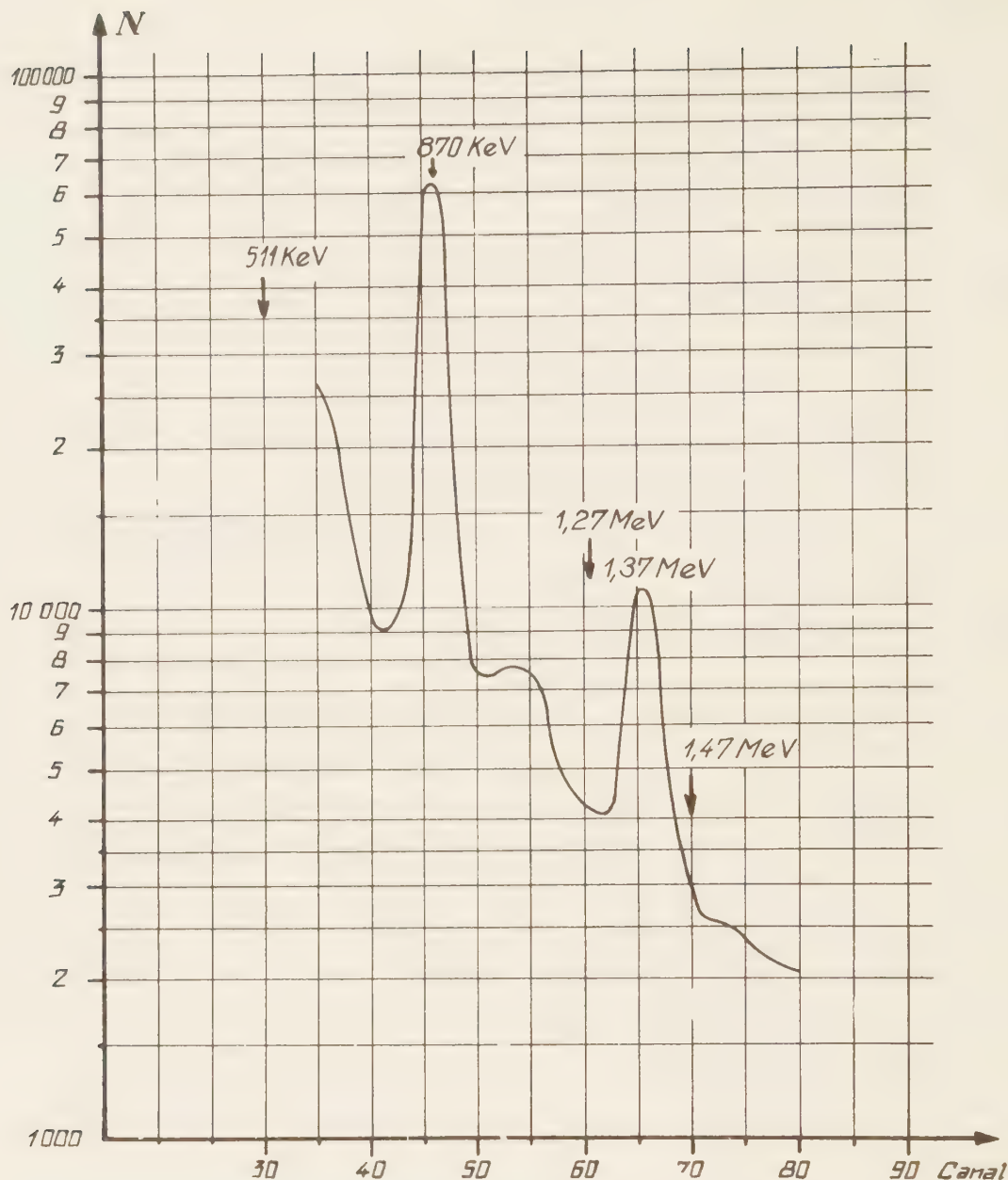


Figure 26 - Spectre des rayonnements d'énergie voisine de 1 MeV émis dans cette réaction.

mentales Γ aux largeurs prévues par Weisskopf, Γ_w , varie beaucoup moins en passant d'un état nucléaire à un autre que la valeur de la largeur expérimentale elle-même.

C'est pourquoi les largeurs sont habituellement mesurées en "unités de Weisskopf" c'est-à-dire que l'on utilise la valeur $|M|^2 = \Gamma / \Gamma_w$ qui représente en fait le carré d'un élément de matrice qui est pris égal à 1 dans l'approximation de Weisskopf.

Les valeurs de Γ_w pour des transitions E1 et M1 sont données par les formules

$$\Gamma_w (E1) = 0,11 A^{2/3} E_\gamma^3$$

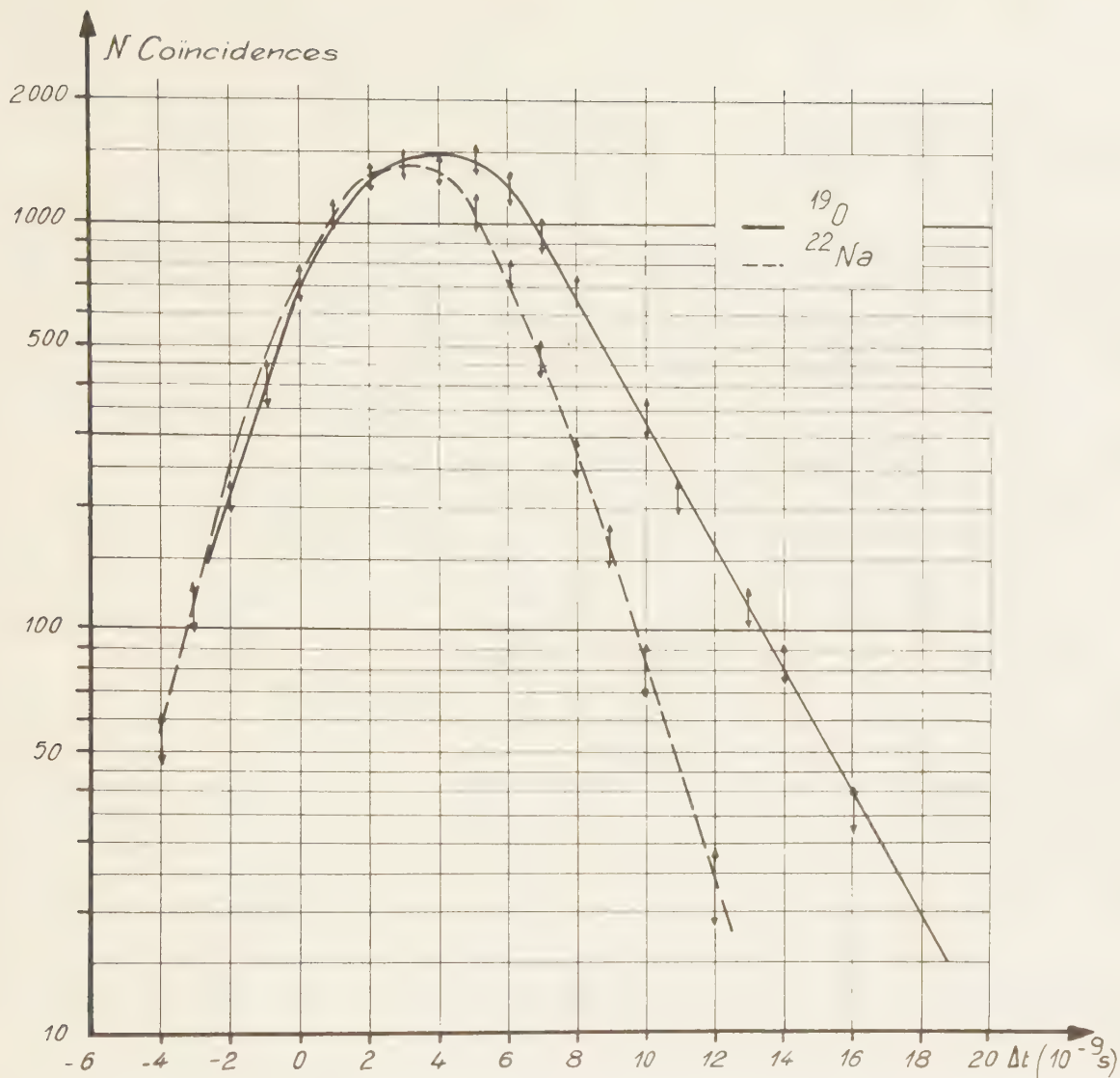


Figure 27 - Période du premier état excité de ^{19}O .

$$\Gamma_w (M1) = 0,021 E_\gamma^3$$

Γ_w étant mesuré en électrons-volts et E_γ en MeV.

Les figures 28 et 29 représentent les valeurs de $|M|^2$ connues pour toutes les transitions E1 et M1 des noyaux légers ($A < 20$). Nous avons seulement omis les transitions E1 interdites pour des raisons de règle de sélection liée au spin isotopique (ces règles ne s'appliquent en effet qu'aux noyaux qui ont le même nombre de protons et de neutrons, ce qui n'est pas le cas de ^{19}O).

Il y a 43 cas de transitions M1 et 56 cas de transitions E1.

Le premier niveau excité de ^{19}O a une largeur $\Gamma = \hbar/\tau = (2,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$ eV soit, en unités de Weisskopf :

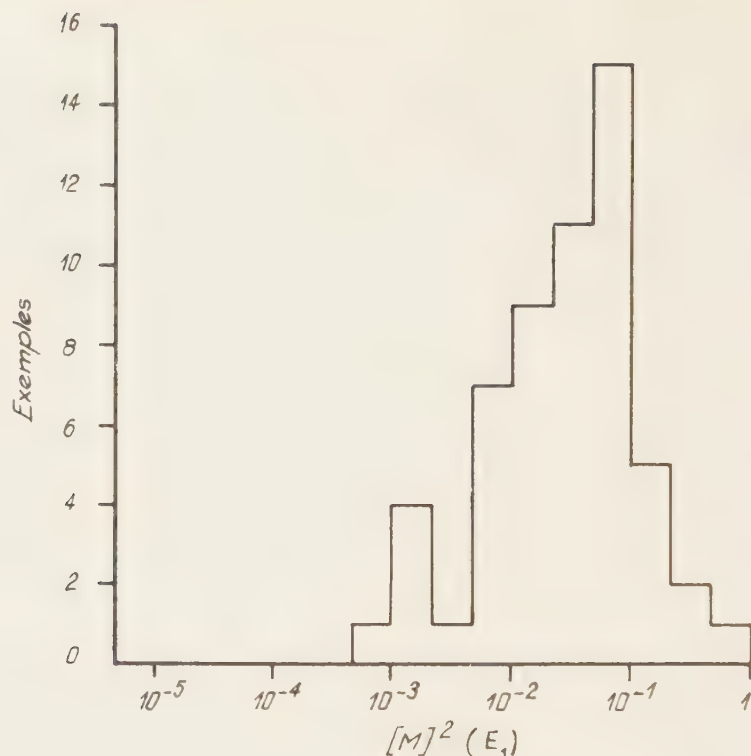


Figure 28 - Valeurs de $|M|^2$ pour les transitions E1 dans les noyaux légers ($A \leq 20$). Les transitions interdites par des règles de sélection liées au spin isotopique ont été omises.

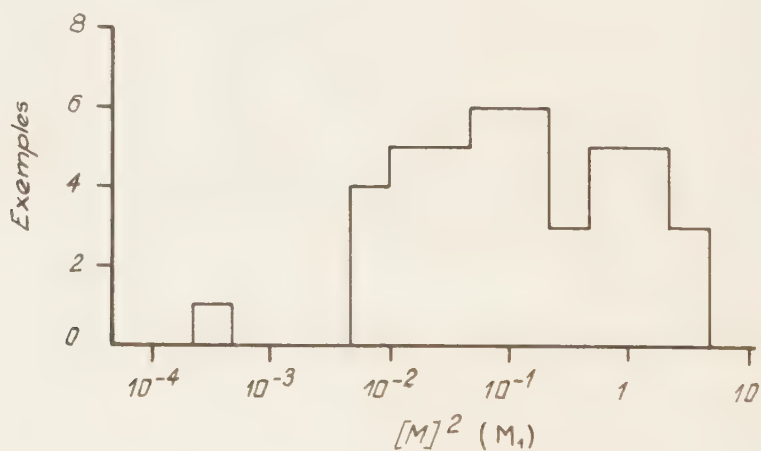


Figure 29 - Valeurs de $|M|^2$ pour les transitions M1 dans les noyaux légers ($A \leq 20$).

$$|M|^2 (E1) = (4,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$$

$$|M|^2 (M1) = (1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$$

La valeur $|M|^2 (M1)$ est tout à fait comparable aux autres valeurs connues, alors que celle de $|M|^2 (E1)$ est inférieure à toutes les valeurs mesurées dans les noyaux légers. Autrement dit, si la transition électromagnétique conduisant du premier état excité au fondamental de ^{19}O est une transition magnétique dipolaire, son intensité est du même ordre que celle des transitions M1 connues dans les noyaux légers.

Si c'est une transition électrique dipolaire, elle est plus lente que toutes les transitions analogues connues dans cette région.

Les arguments que nous venons de développer permettent évidemment d'exclure les transitions E2 et M2. (Si le gamma de 96 keV était un quadrupole électrique, son intensité serait 500 fois supérieure environ à celle de toutes les transitions E2 connues avec certitude dans les noyaux légers).

Nous pouvons affirmer que la transition de 96 keV est dipolaire ; elle est très probablement magnétique.

Nous avons déjà dit que l'état fondamental de ^{19}O est $3/2 +$ ou $5/2 +$; par conséquent, la transition allant du deuxième état excité ($1/2 +$) au fondamental est dipolaire magnétique ou quadrupolaire électrique. Comme cette dernière est nettement moins abondante que la cascade passant par le premier état excité, on peut en déduire que la multipolarité du premier rayonnement de la cascade n'est pas d'un ordre supérieur à celle de la transition directe.

De l'ensemble de ces données, on peut déterminer les valeurs admissibles du spin du premier état excité de ^{19}O . Elles sont tabulées ci-dessous :

Etat fondamental	Nature de la transition	Premier état excité	Nature de la transition de 1,37 MeV
$3/2 +$	M 1	$1/2 +$	M 1
$3/2 +$	M 1	$3/2 +$	M 1
$5/2 +$	M 1	$3/2 +$	M 1
$5/2 +$	M 1	$5/2 +$	E 2
$3/2 +$	E 1	$1/2 -$	E 1
$3/2 +$	E 1	$3/2 -$	E 1
$5/2 +$	E 1	$3/2 -$	E 1
$5/2 +$	E 1	$5/2 -$	M 2

Les spins $1/2 +$ et $3/2 +$ et $5/2 +$ correspondant à des transitions M1 sont plus probables que les spins $1/2 -$, $3/2 -$ et $5/2 -$ correspondant à des transitions E1.

Un mélange M1 + E2 est toujours possible en principe. Cependant, à cause de la rapidité de la transition de 96 keV, la contribution E2 à cette transition doit être faible. Dans l'approximation de Weisskopf, son intensité ne peut guère dépasser quelques 10^{-6} de l'intensité de la partie M1.

D - CORRELATION ANGULAIRE DES GAMMA DE ^{19}O .

Pour tenter de préciser la valeur du spin des deux premiers états de ^{19}O , nous avons mesuré l'anisotropie de la cascade des rayonnements gamma de 1,37 MeV et 96 keV.

L'appareillage électronique utilisé était essentiellement le même que celui que nous avons décrit dans les expériences portant sur ^{111}Cd . Seul, le sélecteur à dix canaux était remplacé par un sélecteur RIDL à 100 canaux.

Nous avons cherché à atteindre le maximum de précision possible. C'est pourquoi nous n'avons pas utilisé l'intégrateur de courant pour mesurer les charges reçues par la cible. En effet, sous l'action du bombardement des deutérons, celle-ci émet des électrons secondaires et les mesures de courant s'en trouvent légèrement faussées. Un photomultiplicateur fixe associé à un cristal d'iodure de sodium de 5 cm d'épaisseur et de 4 cm de diamètre détectait en permanence au cours des mesures le gamma de 870 keV produit par la réaction $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}^* \xrightarrow{\gamma} ^{17}\text{O}$. Le nombre de gamma émis pendant un certain temps est proportionnel au nombre de charges reçues par la cible et nous pouvions ainsi normaliser entre elles nos différentes mesures. De plus, nous évitions ainsi les erreurs qu'entraîneraient une inhomogénéité de la couche d'oxyde.

Les impulsions dues à ces gamma étaient comptées sur un sélecteur à dix canaux. Le pic photoélectrique se détache très bien du bruit de fond dû aux autres rayonnements présents et, en prenant soin de la stabilité des circuits, c'est-à-dire en faisant en sorte que le taux de comptage relatif des dix canaux n'évolue pas, nous avons obtenu une précision de l'ordre de 1 p. 100 sur la mesure des charges reçues par la cible.

Les deux photomultiplicateurs qui détectaient les gamma de 1,37 MeV et 96 keV étaient placés sur une table de corrélation angulaire analogue à celle que nous avons déjà décrite. Elle était située sous la cible de telle façon que le centre de cette dernière se trouve à l'intersection de l'axe de symétrie des deux cristaux d'iodure de sodium. Le centrage de la table, qui pouvait être modifié par un réglage fin,

était vérifié en mesurant la distribution angulaire du rayonnement de 870 keV dû à ^{19}O . En effet, le niveau qui émet le gamma a un spin 1/2 et la distribution angulaire de ce rayonnement doit être isotrope quel que soit le mécanisme de la réaction (d, p) qui le produit. La position de la table était donc modifiée jusqu'à ce que l'on trouve expérimentalement une telle distribution.

Le cristal qui détectait les gamma de 96 keV avait 6 mm d'épaisseur et 4 cm de diamètre. Il comptait les gamma émis dans un plan horizontal et selon une direction faisant un angle de 135° avec celle du faisceau. C'est dans cette direction, en effet, que l'absorption des gamma était la plus faible. Le rayonnement de 1,37 MeV était détecté par un cristal de 4 cm d'épaisseur et de 4 cm de diamètre, qui mesurait les gamma émis dans un plan horizontal et selon une direction faisant un angle de $\pm 45^\circ$ avec celle du faisceau.

La distance de la face avant des deux cristaux à la cible était de 8 cm. Le pouvoir de résolution était de $1,5 \cdot 10^{-6}$ s et le taux de fortuites, négligeable. Nous avons utilisé la même cible que précédemment. Les mesures ont duré environ 200 heures.

Nous avons obtenu une valeur de l'anisotropie :

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} = 0,015 \pm 0,025,$$

correspondant à :

$$-0,006 < A_2 < 0,026.$$

E - DISTRIBUTION ANGULAIRE DU GAMMA DE 96 keV.

Comme nous l'expliquerons dans le paragraphe suivant, les conclusions que l'on peut tirer du schéma de désintégration de ^{19}O et de la corrélation angulaire ne sont pas suffisantes pour déterminer sans ambiguïté les spins des deux premiers états de ce noyau. Nous avons donc mesuré l'anisotropie de la distribution angulaire du gamma de 96 keV en utilisant une énergie de deutérons de 1,3 MeV.

Un cristal de 6 mm d'épaisseur et de 4 cm de diamètre, situé à 10 cm du point d'impact du faisceau sur la cible, détectait les rayonnements émis vers l'avant ou à $+90^\circ$. Le plan vertical de la cible faisait un angle de 45° avec la direction des particules incidentes afin que l'absorption soit la même dans les deux directions de comptage. Comme précédemment, un cristal épais d'iodure de sodium, mesurant le nombre de gamma de 870 keV émis, nous servait de moniteur.

Nous avons obtenu une valeur de l'anisotropie :

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} = - (0,07 \pm 0,025)$$

soit :

$$-0,068 < A_2 < -0,031.$$

F - INTERPRETATION DES RESULTATS.

1/ Les mélanges de multipolarités.

Il est bien connu qu'une transition entre deux états nucléaires dont la différence des valeurs des spins est au plus égale à 1, peut s'effectuer, en principe, par une radiation dipolaire, quadrupolaire ou par un mélange des deux. C'est ainsi que les deux radiations en cascade de ^{19}O peuvent être des mélanges (E1 + M2) ou (M1 + E2). On appelle en général δ le rapport des amplitudes de la transition quadrupolaire à la transition dipolaire. δ^2 est le rapport des intensités de ces rayonnements. δ est un nombre réel positif, négatif ou nul. δ^2 est égal au rapport des largeurs quadrupolaires et dipolaires du niveau émetteur.

Si la transition a lieu entre deux niveaux de même parité : $\delta^2 = \Gamma(E2)/\Gamma(M1)$

Si les parités sont de signes différents : $\delta^2 = \Gamma(M2)/\Gamma(E1)$.

Pour un noyau de masse 19 et une transition de 96 keV, les valeurs de δ^2 tirées de la formule de Weisskopf sont :

$$\delta^2 = \Gamma_w(E2)/\Gamma_w(M1) = 2,6 \cdot 10^{-6}$$

$$\delta^2 = \Gamma_w(M2)/\Gamma_w(E1) = 1,9 \cdot 10^{-9}$$

Pour une transition de 1,37 MeV, on obtient de même :

$$\delta^2 = \Gamma_+(E2)/\Gamma_+(M1) = 5,4 \cdot 10^{-8}$$

$$\delta^2 = \Gamma_+(M2)/\Gamma_+(E1) = 3,8 \cdot 10^{-7}$$

Ces formules sont très approchées et l'écart entre les valeurs expérimentales et théoriques peut être très grand. Mais l'examen des valeurs expérimentales des largeurs dipolaires et quadrupolaires des niveaux des noyaux légers ($A < 20$) (69) permet de conclure que :

a) un mélange M2/E1 ayant une intensité supérieure à 10^{-6} est pratiquement exclu ;

b) pour le niveau de 96 keV, si l'on attribue à $\Gamma(E2)/\Gamma_+(E2)$ la même valeur maximum connue dans les noyaux légers, on obtient cependant :

$$\delta^2 = \Gamma(E2)/\Gamma(M1) < 5 \cdot 10^{-6} ;$$

c) pour le niveau de 1,47 MeV, si l'on attribue à $\Gamma(E2)$ et à $\Gamma(M1)$ les valeurs moyennes des largeurs expérimentales des noyaux légers, on en tire $\delta^2 = 7 \cdot 10^{-2}$.

Notons que $\Gamma(E2)$ devrait être plutôt faible dans l'oxygène 19 car ce noyau est constitué par trois neutrons en dehors des couches fermées, et les transitions quadrupolaires seraient interdites (au mouvement du centre de gravité près) dans un modèle des couches strict.

2/ Les perturbations quadrupolaires.

L'état intermédiaire de la cascade de gamma a une période de $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ s. Il est donc possible qu'une interaction quadrupolaire vienne perturber la corrélation angulaire et diminuer l'anisotropie.

Par exemple, une interaction de 500 Mc/s entraînerait, si le niveau de 96 keV a un spin 3/2, un coefficient d'atténuation $G_2 = 0,5$. Or, une telle valeur de l'interaction est tout à fait plausible, des valeurs de 3 000 Mc/s ayant déjà été observées.

De toutes façons, si l'interaction est statique, G_2 ne saurait être inférieur à la valeur limite 0,2. Mais on peut être en présence d'autres types d'interaction.

En effet, sous l'action du deutéron incident, et du proton émis, l'atome d'oxygène 19 excité recule et se ralentit en ionisant. Le temps de ralentissement est de l'ordre de 10^{-12} s. Ce recul peut influencer de deux façons la corrélation angulaire :

a) Pendant que le noyau est en mouvement, il peut traverser des régions où les gradients de champ électrique sont élevés et subir une interaction dépendant du temps, susceptible de modifier la corrélation angulaire si le gamma de 1,37 MeV est émis avant que le noyau ne soit au repos.

b) L'atome peut être ionisé et le rester suffisamment longtemps pour que la corrélation angulaire soit sensiblement modifiée (ce serait alors une interaction du type de celle que nous avons mise en évidence dans des cristaux ioniques contenant du ^{111}In).

Il y a très peu de chances que de tels effets soient appréciables. En effet :

a) Dans un certain nombre de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ (39) (70), les coefficients G_2 et G_4 ont pu être déterminés. Pour une cascade donnée, les coefficients G_2 et G_4 indiquent la même valeur de l'interaction quadrupolaire statique. Pour un même composé, le rapport des interactions quadrupolaires se rapportant à deux niveaux différents est bien égal au rapport théorique des moments quadrupolaires des états excités. Dans deux cas où le spin de l'état intermédiaire était égal à 2, on a pu montrer que les coefficients G_2 et G_4 étaient tels qu'une interaction magnétique était exclue.

b) Les expériences de distribution angulaire de gamma après excitation coulombienne ont toujours conduit à des coefficients d'atténuation supérieurs à la valeur limite. Il en est de même dans de nombreuses expériences (d, p γ), (p, p' γ).

Dans les cas que nous avons cités, l'énergie de recul du noyau était du même ordre que dans nos expériences et il apparaît que le temps de ralentissement est trop court pour que la perturbation de la corrélation soit appréciable. De plus, en fin de parcours, les atomes sont en grande majorité dans leur état fondamental car on ne peut pas déceler d'interaction non statique. Cette conclusion est d'ailleurs en accord avec ce que laisse prévoir la théorie du ralentissement des particules chargées dans la matière. Nous admettons qu'il en est de même dans nos expériences sur ^{19}O .

3/ Détermination du spin des deux premiers états excités de ^{19}O .

Nous allons examiner successivement les séries de valeurs des spins des deux premiers états de ^{19}O compatibles avec les renseignements apportés par l'étude de la décroissance du niveau de 1,47 MeV.

a) spin intermédiaire $1/2 \pm$

Ce cas est exclu par la valeur $A = - (0,07 \pm 0,03)$ de l'anisotropie de la distribution angulaire du gamma de 96 keV.

b) spin intermédiaire $5/2$, spin final $5/2 +$

Dans ce cas, la transition ($1/2 + \rightarrow 5/2$) est quadrupolaire et celle de 96 keV ($5/2 \rightarrow 5/2 +$) peut être un mélange dipolaire et quadrupolaire. Même en ajoutant une intensité quadrupolaire de 10^{-2} ($\delta_2 = -10^{-1}$), on obtient, pour la corrélation angulaire, un coefficient A_{2th} au moins égal à $+0,17$.

Par conséquent, si l'on veut expliquer la faible valeur expérimentale de l'anisotropie de la cascade de rayonnements par un mécanisme d'atténuation quadrupolaire, on obtient pour G_2 la valeur :

$$G_2 = A_{2th} / A_{2th} \approx 0,026 / 0,17 = 0,15$$

Cette valeur est inférieure à $G_{2min} = 0,20$.

Une valeur de mélange δ^2 supérieure à 10^{-2} étant extrêmement peu vraisemblable, comme nous l'avons expliqué, cette série de valeurs de spin est exclue.

c) spin intermédiaire $3/2$, spin final $3/2 +$.

Examinons d'abord le cas où les transitions de 1,37 MeV ($1/2 + \rightarrow 3/2$) et de 96 keV ($3/2 \rightarrow 3/2 +$) sont des dipôles purs. On trouve alors $A_{2th} = -0,2$ soit :

$$G_2 = A_2 / A_{2th} = 0,006 / -0,2 = 0,03.$$

Cette possibilité est donc exclue.

Ce type d'argument reste valable même si l'on ajoute à la transition de 96 keV une intensité de 10^{-2} de radiation quadrupolaire ($\delta_2 = -0,1$) et à celle de 1,37 MeV une intensité quadrupolaire de $4 \cdot 10^{-2}$ ($\delta_1 = +0,2$).

Si une valeur $\delta_2^2 > 10^{-2}$ est pratiquement exclue, une valeur $\delta_1^2 > 4 \cdot 10^{-2}$, quoique peu probable, n'est pas à écarter définitivement. Dans ce cas, on pourrait rendre compte de l'anisotropie expérimentale avec une série de spins $1/2 +$, $3/2 \pm$, $3/2 +$ (pour $\delta_1 = +0,27$, $A_{2th} = 0$). Notons que la parité devrait alors être positive car les mélanges M2/E1 supérieurs à 10^{-4} en intensité sont exclus.

d) spin intermédiaire $3/2$, spin final $5/2 +$.

Dans le cas de transitions pures $A_{2th} = +0,05$, soit $G_2 \leq 0,026 / 0,05 = 0,52$, ce qui est une valeur admissible.

Un mélange impliquant une intensité quadrupolaire de $2 \cdot 10^{-2}$ ($\delta_1 = +0,14$) dans la transition de 1,37 MeV ($1/2 + \rightarrow 3/2$) suffit pour obtenir une valeur de A_{2th} en bon accord avec la valeur expérimentale trouvée. Il en est de même d'un mélange de $1,6 \cdot 10^{-3}$ d'intensité ($\delta_2 = -0,04$) dans le rayonnement de 96 keV.

4/ Conclusions.

Nous sommes pour le moment en présence de trois séries de spins possibles :

$$\begin{array}{lll} 1/2 + & 3/2 + & 3/2 + \\ 1/2 + & 3/2 - & 5/2 + \\ 1/2 + & 3/2 + & 5/2 + \end{array}$$

La première série présente deux inconvénients : elle implique, dans la transition de 1,37 MeV, un mélange assez important de radiation quadrupolaire et le spin $3/2 +$ est assez improbable pour l'état fondamental de ^{17}O , comme nous l'avons déjà vu.

La seconde série ne rend compte de la corrélation angulaire que si l'on admet un coefficient d'atténuation G_2 de l'ordre de 0,5 (on ne saurait en effet admettre des mélanges M2/E1 en intensité supérieure à 10^{-4}). On peut montrer que les résultats de la distribution angulaire du gamma de 96 keV excluent cette possibilité.

En effet, on peut aisément calculer l'anisotropie de la distribution angulaire d'une transition dipolaire ($3/2 \rightarrow 5/2$) en fonction des populations des sous-états du niveau émetteur (71). (On suppose évidemment que les niveaux $+m$ et $-m$ sont également peuplés, ce qui est le cas après une réaction (d, p)). On en déduit que la valeur minimum du coefficient A_2 est $A_{2th} = -0,1$ (correspondant aux sous-états $\pm 3/2$ entièrement dépeuplés).

Si l'atténuation de la corrélation angulaire correspondait à un coefficient $G_2 = 0,5$, la même atténuation interviendrait dans les expériences de distribution angulaire car ce phénomène ne dépend que des propriétés du niveau perturbé qui est le même dans les deux cas.

La valeur minimum du coefficient A_2 caractérisant la distribution angulaire serait donc $A_2 \geq -0,1 \times 0,5 = -0,05$.

Nous avons trouvé une valeur expérimentale comprise entre $-0,068$ et $-0,031$; cependant nous avons fait remarquer que 50 % au moins des radiations de 96 keV étaient en coïncidence avec un gamma de 1,37 MeV. Ces radiations sont isotropes car le niveau de 1,43 MeV a un spin $1/2$, par conséquent la réaction (d, p) conduisant au premier niveau excité de ^{19}O est suivie d'un gamma dont la distribution angulaire est caractérisée par :

$$-0,14 \leq A_2 \leq -0,06$$

ce qui est en contradiction avec $A_2 \geq -0,05$.

La troisième série de spins ne conduit à aucune des difficultés que nous avons mentionnées.

Pour rendre compte des résultats de la corrélation angulaire, il faut admettre un mélange quadrupolaire de $2 \cdot 10^{-2}$ dans la radiation de 1,37 MeV ou de $1,6 \cdot 10^{-3}$ dans celle de 96 keV, ou bien une atténuation correspondant $G_2 = 0,5$.

Pour les mêmes raisons que plus haut, il est exclu que ces transitions soient pures et que le coefficient d'atténuation G_2 soit égal à 0,5. Cependant, on peut admettre un coefficient G_2 plus fort (de l'ordre de 0,8), accompagné d'un mélange quadrupolaire d'une intensité de l'ordre de 10^{-2} dans la première transition ou de 10^{-3} dans la seconde.

En résumé, il est pratiquement certain que le spin du premier état excité est $3/2$ et que sa parité est positive. L'état fondamental est très probablement un état $5/2$ + bien qu'un état $3/2$ + ne soit pas complètement exclu.

De toutes façons, une des deux transitions M1 au moins contient une petite partie quadrupolaire ($\delta_2^2 \approx 10^{-2}$ pour la transition de 1,37 MeV, $\delta_1^2 \approx 10^{-3}$ pour celle de 96 keV).

G - COMPARAISON AVEC LA THEORIE.

Le modèle d'Elliott et Flowers prédit un état fondamental $5/2$ + et deux états voisins de spins $3/2$ + et $1/2$ + situés environ à 500 keV de ce dernier. Il apparaît donc que si la distance des niveaux est différente des prévisions, les valeurs de spins sont très probablement en accord avec la théorie.

Elliott et Flowers pensent d'ailleurs que les fonctions d'onde décrivant les niveaux $T = 3/2$ sont beaucoup plus sensibles aux propriétés d'échange des forces nucléaires centrales que les niveaux $T = 1/2$ ce qui permettrait donc de modifier les fonctions d'onde $T = 3/2$ sans changer notablement celles correspondant à $T = 1/2$ et qui rendent bien compte des faits expérimentaux connus.

Cependant, les fonctions d'onde de ce modèle ne permettent pas d'obtenir une intensité E2 supérieure à $2 \cdot 10^{-3}$ dans la transition ($1/2 \rightarrow 3/2$ +) et à 10^{-6} dans la transition ($3/2 \rightarrow 5/2$ +). Il est peu probable qu'une modification des propriétés d'échange des forces nucléaires change cette situation (72).

Il s'agit là d'une propriété générale de ce modèle : les transitions E2 sont systématiquement plus rapides que ne le prévoit la théorie. C'est une nette indication en faveur de l'existence de mouvements collectifs dans lesquels les protons des couches fermées constituant ^{16}O doivent jouer un rôle.

Ceci revient à dire qu'il y a un couplage faible entre les oscillations quadrupolaires de la surface du "cœur" et les particules extérieures (3 neutrons dans notre cas). L'effet est mathématiquement le même que celui obtenu en associant aux neutrons et aux protons extérieurs une charge supplémentaire (73). Les études qui ont été faites sur les transitions quadrupolaires dans ^{17}F (62), ^{19}Ne (63), ^{17}O (73) et ^{19}F (51) montrent que cette charge supplémentaire est voisine de $e/2$ et qu'en en tenant compte, le désaccord systématique mentionné plus haut disparaît (74).

Des calculs sont en cours (72) pour étudier l'influence de cette "charge effective" sur les mélanges (E2 + M1) dans ^{19}O .

Il sera donc intéressant de reprendre l'étude de la corrélation angulaire des gamma de ^{19}O en utilisant une cible liquide afin de ne pas avoir de perturbations quadrupolaires dans l'état intermédiaire de la cascade et d'en tirer les valeurs exactes des mélanges (E2 + M1).

CONCLUSION

L'étude des corrélations angulaires totales et différées des rayonnements gamma émis par différents composés chimiques de ^{111}Cd et de ^{111}In nous a permis de mettre en évidence, dans le cas de substances conductrices, le rôle essentiel joué par les interactions quadrupolaires statiques dans la perturbation des corrélations angulaires. Cette méthode permet la détermination des fréquences de ces interactions ; elle permet de mesurer en valeur relative les gradients de champ électrique présents dans la matière et l'on peut espérer également parvenir à mesurer le rapport des moments quadrupolaires de différents états excités d'un même noyau.

Dans le cas de substances isolantes, lorsque le cortège électronique d'un atome émetteur est laissé dans un état excité après une capture K, cette méthode permet de mesurer, d'une part, le temps de vie de l'impureté paramagnétique ainsi créée et, d'autre part, bien que la théorie de ce phénomène reste à faire, une quantité directement liée à la fréquence de l'interaction IJ subie par le noyau.

Il apparaît que les renseignements ainsi obtenus sont de même nature que ceux fournis par les méthodes de résonance nucléaire et électronique. Ces dernières sont, en général, plus précises mais elles nécessitent la présence d'un nombre de noyaux considérablement plus grand.

Nous avons montré qu'il était possible d'utiliser l'interaction magnétique pour mesurer le moment magnétique d'un noyau excité au cours d'une réaction nucléaire. Nous avons choisi un niveau de période 10^{-7}s .

La méthode peut s'appliquer à des noyaux de vie plus courte, de l'ordre de 10^{-9}s et une expérience de ce type a récemment été rapportée (75).

Dans le cas de l'étude des propriétés des niveaux de ^{19}O , nous avons fait ressortir l'influence de la présence éventuelle de perturbations sur la détermination des mélanges multipolaires des transitions en cascade.

La notion de "cœur dur" et la comparaison d'expériences de corrélations et de distributions angulaires effectuées avec une cible de TaO permettent cependant d'attribuer, aux trois premiers niveaux de ^{19}O , des valeurs extrêmement probables des spins et des parités en dépit de l'ignorance des interactions quadrupolaires dans l'oxyde de tantale. L'importance du mélange quadrupolaire dans une au moins des transitions dipolaires est une nette indication en faveur de mouvements collectifs où les protons de l'oxygène 16 doivent jouer un rôle.

Grâce à la bienveillance que m'a toujours témoignée Monsieur le Professeur Frédéric Joliot-Curie, j'ai pu commencer à faire de la recherche et présenter cette thèse.

Monsieur Berthelot, Chef du Service de Physique Nucléaire, ainsi que Monsieur Ballini, m'ont initié à la physique expérimentale et ont dirigé mes premières recherches. Je les remercie vivement des nombreux conseils qu'ils m'ont donnés.

Ce travail a été effectué dans les laboratoires de la Section des Réactions Nucléaires à Basse Energie dirigée par Monsieur Cotton. Son aide attentive et les discussions que j'ai eues avec lui m'ont été très précieuses.

Les études de corrélation angulaire ont été effectuées en collaboration avec Monsieur Miller ; ses qualités d'expérimentateur et l'intérêt qu'il porte aux questions théoriques ont grandement contribué aux résultats de ces expériences.

L'idée directrice de celles-ci nous a été indiquée par Monsieur Abragam. Les encouragements qu'il nous a prodigués et l'aide théorique qu'il nous a fournie ont été des éléments déterminants dans la conduite de ce travail.

La mesure du moment magnétique du fluor 19 a été effectuée en collaboration avec Monsieur Leveque auquel se sont joints, lors des études sur l'oxygène 19, Mademoiselle Ryll et Messieurs Barloutaud et Grjebine. Leur compétence et le climat qu'ils ont su créer ont rendu cette collaboration agréable et fructueuse. Messieurs Fiehrer et Pick, qui ont participé à une partie de ces travaux nous ont apporté une aide extrêmement efficace. Monsieur Quidort a su joindre à ses qualités d'électronicien un intérêt pour les problèmes physiques, lui permettant d'apporter une aide importante à la marche des expériences. Je les en remercie tous sincèrement.

J'ai déjà mentionné le rôle essentiel joué par Monsieur Chaminade qui a conçu les circuits rapides que nous avons utilisés. Je remercie également Mademoiselle Beydon qui a bien voulu effectuer les séparations chimiques dont nous avons eu besoin dans nos expériences de radioactivité.

Ce travail n'aurait évidemment pas été possible sans l'équipe de conduite du Van de Graaff de 5 MeV. Je ne puis citer ici tous ceux qui ont, jour et nuit, conduit et réparé cette machine pendant de longues périodes. Que Messieurs Desneiges, Roveyaz et Olkowsky et tous les membres de cette équipe trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Je tiens à remercier tout particulièrement Messieurs Bloch et Messiah qui ont sacrifié une partie de leur temps pendant plusieurs années, à enseigner, aux membres du Service de Physique Nucléaire, un peu de physique théorique.

Madame Gugenberger s'est dépensée sans compter pour assurer à cette thèse une présentation parfaite dans des délais très courts ; Monsieur Latawiec a dessiné les figures avec compétence et rapidité. Je leur en suis extrêmement reconnaissant.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) D.R. HAMILTON - Phys. Rev., 58, 122 (1940).
- (2) G. GOERTZEL - Phys. Rev., 70, 897 (1946).
- (3) E.L. BRADY et M. DEUTSCH - Phys. Rev., 72, 870 (1947).
- (4) E.L. BRADY et M. DEUTSCH - Phys. Rev., 78, 558 (1950).
- (5) L.C. BIEDENHARN et M.E. ROSE - Rev. mod. Phys., 25, 729 (1953).
- (6) C.L. MCGINNIS - Phys. Rev., 81, 734 (1951).
- (7) M. DEUTSCH et D.T. STEVENSON - Phys. Rev., 76, 184 (1949).
- (8) F. BOEHM et M. WALTER - Helv. phys. Acta, 22, 378 (1949).
- (9) D.M. ROBERTS et R.M. STEFFEN - Phys. Rev., 82, 332 (1951).
- (10) H. FRAUENFELDER - Phys. Rev., 82, 549 (1951).
- (11) W. BALTENSBERGER - Phys. Rev., 83, 1055 (1951).
- (12) N.F. MOTT, R.W. GUINEY - Electronic processes in ionic crystals, Clarendon Press, Oxford, 1940.
- (13) H. AEPPLI, S. BISHOP, H. FRAUENFELDER, M. WALTER et W. ZÜNTI - Phys. Rev., 82, 550 (1951).
- (14) H. AEPPLI, H. FRAUENFELDER et M. WALTER - Helv. phys. Acta, 24, 335 (1951).
- (15) H. FRAUENFELDER, M. WALTER et W. ZÜNTI - Phys. Rev., 77, 557 (1950).
- (16) H. FRAUENFELDER - Helv. phys. Acta, 23, 347 (1950).
- (17) K. ALDER - Helv. phys. Acta, 25, 235 (1951).
- (18) K. ALDER - Phys. Rev., 84, 369 (1951).
- (19) K. ALDER - Phys. Rev., 83, 1266 (1951).
- (20) A. ABRAGAM et R.V. POUND - Phys. Rev., 89, 1306 (1953).
- (21) A. ABRAGAM et R.V. POUND - Phys. Rev., 92, 943 (1953).
- (22) K. ALDER, H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER et T.B. NOVEY - Helv. phys. Acta, 26, 761 (1953).
- (23) R.V. POUND - Phys. Rev., 79, 685 (1950).
- (24) R.M. STEFFEN - Advance in physics, July 1955, p. 294.
- (25) R.M. STEFFEN - Phys. Rev., 103, 116 (1956).
- (26) P.B. HEMMIG et R.M. STEFFEN - Phys. Rev., 92, 832 (1953).
- (27) H. ALBERS-SCHÖNBERG - Helv. phys. Acta, 26, 599, (1953).
- (28) H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T.B. NOVEY et R. RUETSCHI - Phys. Rev., 91, 199 (1953).
- (29) J.C. KLUYVER et M. DEUTSCH - Phys. Rev., 87, 203 (1952).
- (30) R.M. STEFFEN - Phys. Rev., 90, 119 (1953).
- (31) R.M. STEFFEN - Phys. Rev., 89, 903 (1953).

- (32) J. J. KRAUSHAAR et R. V. POUND - Phys. Rev., 92, 523 (1953).
- (33) H. ALBERS-SCHÖNBERG, F. HÄNNI, E. HEER, T. B. NOVEY et P. SCHERRER - Phys. Rev., 90, 322 (1953).
- (34) H. ALBERS-SCHÖNBERG, K. ALDER, E. HEER, T. B. NOVEY et P. SCHERRER - Proc. Phys. Soc. London A, 66, 952 (1953).
- (35) H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER, T. B. NOVEY et P. SCHERRER - Helv. phys. Acta, 27, 547 (1954).
- (36) H. ALBERS-SCHÖNBERG, K. ALDER, O. BRAUN, E. HEER et T. B. NOVEY - Phys. Rev. 91, 1287 (1953).
- (37) J. S. FRASER et J. C. MILTON - Phys. Rev., 94, 795 (1954).
- (38) N. F. MOODY - Electron. Engng, 24, 218 (1952).
- (39) R. L. GRAHAM et R. E. BELL - Can. J. Phys., 31, 377 (1953).
- (40) P. LEHMANN et J. MILLER - C. R. Acad. Sci., 240, 1525 (1955).
- (41) C. LEVI et L. PAPINEAU - C. R. Acad. Sci., 239, 1782 (1954).
- (42) H. MEDICUS, D. MAEDER et H. SCHNEIDER - Helv. phys. Acta, 24, 72 (1951).
- (43) LAWSON et H. FRAUENFELDER - Phys. Rev., 91, 649 (1953).
- (44) P. LEHMANN et J. MILLER - C. R. Acad. Sci., 240, 298 (1955).
- (45) P. LEHMANN et J. MILLER - J. Phys. Radium, 17, 526 (1956).
- (46) H. A. TOLHOEK, C. D. HARTOGH et S. R. DE GROOT - La distribution angulaire des rayonnements émis par des noyaux excités : influence de la capture K. Institut de Physique Théorique, Leyde.
- (47) S. P. LOYD - Phys. Rev., 82, 277 (1951).
- (48) H. FRAUENFELDER - Beta- and gamma-ray spectroscopy (K. Siegbahn, éditeur, North Holland Publ. C°, Amsterdam 1955).
- (49) F. AJZENBERG et T. LAURITSEN - Rev. mod. Phys., 27, 77 (1955).
- (50) R. F. CHRISTY - Phys. Rev., 94, 1077 (1954).
- (51) M. FIEHRER, P. LEHMANN, A. LEVEQUE et R. PICK - C. R. Acad. Sci., 241, 1748 (1955).
- (52) P. LEHMANN, A. LEVEQUE et M. FIEHRER - C. R. Acad. Sci., 241, 700, (1955).
- (53) P. LEHMANN, A. LEVEQUE, M. FIEHRER et R. PICK - J. Phys. Radium, 17, 560 (1956).
P. LEHMANN, A. LEVEQUE et R. PICK - Phys. Rev., 104, 411 (1956).
- (54) P. B. TREACY - Nature G. B., 176, 923 (1955).
- (55) W. R. PHILLIPS et G. A. JONES - Phil. Mag., 6, 576 (1956).
- (56) KENZO SUGIMOTO et AKURA MIZOBUCHI - Phys. Rev., 103, 739 (1956).
- (57) J. M. BLATT et V. F. WEISSKOPF - Theoretical Nuclear Physics, 1952.
- (58) R. J. BLIN-STOYLE - Rev. mod. Phys., 28, n° 1 (1956) : Theories of nuclear moment.
- (59) J. P. ELLIOTT et B. H. FLOWERS - Proc. Roy. Soc., A 229, 536 (1955).
- (60) D. R. INGLIS - Rev. mod. Phys., 25, 390 (1953).
- (61) A. M. LANE - Proc. phys. Soc. London, A 66, 977 (1954).
- (62) P. LEHMANN, A. LEVEQUE, T. GRJEBINE, J. -L. PICOU et R. BARLOUTAUD. - C. R. Acad. Sci., 245, 2259 (1957).
- (63) R. BARLOUTAUD, P. LEHMANN, A. LEVEQUE, G. C. PHILLIPS et J. QUIDORT - C. R. Acad. Sci., 245, 422 (1957).
- (64) J. THIRION, R. COHEN et W. WHALING - Phys. Rev., 96, 850 A (1954).
- (65) K. AHN LUND et K. MILEIKOWSKY - Arkiv Fysik, 8, 161 (1954).
- (66) T. F. SHATTON, J. M. BLAIR, R. F. FAMULARO et R. V. STUART - Phys. Rev., 98, 629 (1955).
- (67) K. AHN LUND - Arkiv Fysik, 10, 425 (1956).

- (68) POPIC - Nuovo Cim., 6, 1597 (1956).
- (69) D.H. WILKINSON - Proc. Rehovoth Conference. North Holland Publ. C°.
- (70) G. VALLADAS, J. TEILLAC, P. FALK-VAIRANT et P. BENOIST - J. Phys. Radium, 16, 125, (1955).
- (71) S.R. DE GROOT et H.A. TOLHOEK - Beta- and gamma-ray spectroscopy (K. Siegbahn, éditeur), North Holland Publ. C°, Amsterdam 1955.
- (72) J.P. ELLIOT - Communication privée.
- (73) A. BOHR et B.R. MOTTELSON - Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Math. Fys. Medd., 16, 27 (1953).
- (74) A. LEVEQUE - Thèse Paris, 1958.
- (75) G. GOLDRING et R.P. SCHARENBERG - Phys. Rev., 110, 701 (1958).

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
SOMMAIRE.....	3
CHAPITRE 1 : LE PHENOMENE DE PERTURBATION DES CORRELATIONS ANGULAIRES...	5
A - Explication de la perturbation des corrélations angulaires à partir d'un couplage I-J ..	5
B - Explication de la perturbation des corrélations angulaires à partir d'effets quadru- polaires.....	8
C - Comparaison de la théorie des interactions quadropolaires avec l'expérience.....	12
CHAPITRE 2 : DESCRIPTION DE L'ELECTRONIQUE.....	15
A - Le principe des deux voies.....	15
B - Description générale de l'électronique.....	15
C - Etude des différentes parties du circuit.....	16
CHAPITRE 3 : EXPERIENCES PRELIMINAIRES.....	29
A - Courbes obtenues avec ^{22}Na	29
B - Période de ^{137}Cs	29
C - Période de ^{99}Mo	30
CHAPITRE 4 : EXPERIENCES FAITES AVEC ^{111}Cd	35
A - Choix du noyau radioactif.....	35
B - La source.....	36
C - L'appareillage de corrélation angulaire.....	37
D - Les mesures.....	37
E - Les résultats.....	38
CHAPITRE 5 : EXPERIENCES FAITES AVEC ^{115}In	41
A - But de ces expériences.....	41
B - Les sources radioactives.....	41
C - Les mesures.....	41
D - Résultat des mesures faites avec ^{115}In métallique.....	42
E - Résultat des mesures faites avec In_2O_3 et $\text{In}(\text{OH})_3$	44
F - Conclusion.....	46
CHAPITRE 6 : MESURE DU MOMENT MAGNETIQUE DU DEUXIEME ETAT EXCITE DE ^{19}F	47
A - Principe de la mesure.....	47
B - Mesure du moment magnétique du deuxième état excité de ^{19}F	48
C - Comparaison avec la théorie.....	51

	Pages
CHAPITRE 7 : ETUDE DE L'OXYGENE 19.....	55
A - Les niveaux de l'oxygène 19.....	55
B - Etude des rayonnements gamma émis par $^{19}\text{O}^*$	55
C - Vie moyenne du premier état excité de ^{19}O	56
D - Corrélation angulaire des gamma de ^{19}O	63
E - Distribution angulaire du gamma de 96 keV.....	64
F - Interprétation des résultats.....	64
G - Comparaison avec la théorie.....	67
CONCLUSIONS.....	69
BIBLIOGRAPHIE.....	73

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

LES INTERACTIONS UNIVERSELLES ET LA THEORIE DE GELL-MAN ET FEYNMAN.

Vu et approuvé :

Paris, le 16 Janvier 1959

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PERES

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie

de Paris,

Jean SARRAILH

IMP. LOUIS-JEAN — GAP

Depôt légal n° 35 — 1961

